



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**
Spécialité : Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par **Jegan Sutharsan Pushparajalingam**
le 16 février 2012

**Simulations expérimentale et numérique des phénomènes de ruissellement
et d'atomisation lors d'une procédure de lavage à l'eau**

JURY

M. François Charru, président
M. Nicolas Dromard
M. Pierre Gajan, directeur de thèse
M. Fabrice Lemoine, rapporteur
M. Philippe Villedieu
M. Stéphane Vincent, rapporteur

École doctorale	: Mécanique, énergétique, génie civil et procédés
Unité de recherche	: Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF
Directeur de thèse	: M. Pierre Gajan

REMERCIEMENTS

Aucune œuvre humaine ne peut se réaliser sans la contribution d'autrui.

A mon directeur de thèse

Je tiens tout particulièrement à remercier Pierre Gajan, Responsable de l'unité Multiphasique Hétérogène (MH) au sein du Département Modèle pour l'Aéronautique et l'Energétique (DMAE) de l'ONERA, qui fut pour moi bien plus qu'un directeur de thèse. Tout en accomplissant son devoir de responsable, par un suivi méticuleux de mon travail, et en apportant son expertise professionnelle sur mes démarches et résultats ; il a su m'apporter (in)directement bien plus qu'il ne peut l'imaginer : je fais référence à une étoile et, aux petits et gros cailloux. Il a tout naturellement installé un climat de confiance et de sérénité dont les bienfaits sont visibles à la lecture de ce mémoire. Je souhaite également le remercier pour ses excellents conseils, ses nombreuses suggestions et le temps qu'il m'a accordé, tout particulièrement dans la fameuse dernière ligne droite, malgré le travail qui lui incombe par sa fonction de chef d'unité.

Aux différents encadrants et collaborateurs scientifiques durant ces trois ans

Je remercie Alain Strzelecki et Gilles Heid ingénieur de recherche du DMAE à l'ONERA de Toulouse. Le savoir et l'expertise d'Alain sur le sujet ont toujours permis de me focaliser sur la partie recherche de ce travail. Ses remarques et suggestions ont su nourrir bien des réflexions. J'ajouterais également à cela la disponibilité dont il a fait preuve alors qu'il préparait son départ à la retraite, départ qui a eu lieu deux mois avant ma soutenance. En ce qui concerne Gilles, il a su prendre en main rapidement le banc expérimental (au départ à la retraite d'Alain Bontemps) afin de conduire un certain nombre d'expériences que je n'avais plus le temps de réaliser (suite aux difficultés que nous avons traversé : au niveau expérimental, une sonde d'étalonnage qui a mis des mois à arriver et qui nous a bloqué pour la suite de la partie expérimentale ou encore une prise en main difficile et non adaptée d'un modèle de Film Lagrangien). Je précise que son savoir faire sur Labview® et Tecplot® ont permis de rendre les essais d'épaisseurs de film ainsi que leur visualisation plus directs et plus claires. Ceci a grandement apporté à cette thèse en efficacité et en clarté. Je remercie également Alain Bontemps, technicien au DMAE que je n'ai connu que 18 mois mais dont l'énorme savoir-faire m'a permis d'avoir un banc expérimental opérationnel en seulement 4 mois.

A mes encadrants TOTAL du Centre de Recherche de Gonfreville (CReG)

Tout d'abord, je tiens à remercier Marie-Noëlle Moutailler, ingénieur chez TOTAL R&M au sein du département Génie Chimique de la branche Raffinage et Procédés pour son accompagnement les 2 premières années de ma thèse. En m'accordant toute sa confiance, elle a su établir un savant mélange entre hiérarchie et travail. De plus lors de mon séjour au CReG, elle m'a intégré à l'équipe de recherche et a suscité en moi le sentiment d'en faire partie. Après son départ, suite à un heureux événement puis une mutation interne, le même sentiment m'habitait lorsque Nazih Marzouqy a repris l'accompagnement du côté industriel. Je pense que c'est la philosophie qui régnait au sein de cette équipe TOTAL à l'image du responsable de la filière Génie Chimique, Nicolas Dromard, dont le professionnalisme ainsi que les qualités humaines m'ont toujours offert un cadre de travail agréable.

Aux différents membres du Jury

J'adresse tout d'abord mes sincères remerciements à mes rapporteurs Fabrice Lemoine (LEMTA – Nancy) et Stéphane Vincent (TREFLE – Bordeaux), dont les remarques pertinentes ont ouvert de réelles pistes de discussion lors de la soutenance, mais également au président du Jury, François Charru (IMFT – Toulouse), ainsi qu'à Nicolas Dromard (TOTAL CReG – Gonfreville), Philippe Villedieu (ONERA – Toulouse) et Pierre Gajan qui part leur curiosité et leur passion pour la science ont fait en sorte que cette journée de soutenance soit une journée mémorable.

A toutes les autres personnes qui ont participé à cette étude

Je remercie Francis Bismes notre expert de la technique PDA, Pierre Berthoumieu, l'expert en traitement d'image, qui a su me dépanner plus d'une fois qu'il s'agisse de matériels, d'outils ou d'explications, Claire Laurent qui a développé le Solveur FILM et qui prenait le temps de m'expliquer son travail et de répondre à mes multiples questions d'utilisateur, Philippe Villedieu l'incollable sur CEDRE et le numérique en général, Alicia Consigny (stagiaire de Cranfield) avec qui j'ai beaucoup travaillé sur le nouveau schéma numérique. J'adresse également ma gratitude à Gérard Lavergne et Olivier Rouzaud pour leur disponibilité et l'intérêt qu'ils ont porté à l'égard de mon travail par simple curiosité et passion pour la recherche.

Aux personnels de l'ONERA

Je pense également à tout ceux du personnel de l'ONERA (DMAE, MTG, DRI) qui m'ont apporté leur aide ou qui ont contribué à créer une ambiance agréable aussi bien durant le travail qu'en dehors.

Aux doctorants et stagiaires de l'ONERA

Durant ces 3 années, ce n'était pas seulement du travail, c'était aussi un cadre de travail avec de très belles rencontres. Ils m'ont aidé grâce à leurs encouragements chaleureux, leurs conseils avisés, leur bonne humeur, leurs idées saugrenues, leur humour, leur soutien inconditionnel et leur esprit. Je fais référence, tout d'abord, aux anciens : Abdelkader, Bernhard, Bruno Favarel, Daniele (le savant mélange cool/compétent qui a fini à Shell), Davide (la classe à l'italienne), Nechtan (le pilote), Vincent, Virginel (quel beau Mariage à Bucarest !). Mais c'est aussi ceux avec qui j'ai passé beaucoup de temps : Anne (et ses petits soleils dans nos cœurs), Guillaume, Hélène, Jean-Yves, Julien Primus, Jorge (le Don Juan – Merci pour cette clé symbolique), Bruno Le Malicot, Loïc (et son fameux « c'est quoi l'histoire ? »), Damien (l'homme qui mange un repas par jour, mais quel repas !), David (le fan du PSG), Farid (toujours prêt à rendre service), Faisal (le photographe de l'île la Réunion), Gary, Javier (mon successeur des TD ENAC en anglais), Samuel, Violaine, Ysolde. Mais je pense également aux nouveaux : Alicia (la fan des poneys), Bruno Savart (et ses cours de Québécois), Baptiste Dejean, Baptiste Lendormy (le tombeur rugbyman), Gislain, Gian Luca (Tu veux la protection de Napoli ?), Matthieu et Najatt (Happy face).

J'ajouterais à cela une mention spéciale à ceux qui sont devenus bien plus que des « collègues de travail », grâce à leur amitié et leur gentillesse, et à qui j'accorde une confiance inébranlable :

- Géraldine alias Khadidja, ma collègue de bureau pendant les 18 premiers mois, des plus intéressantes par ses idées et avec qui j'ai eu des discussions souvent passionnées. Afin de prendre des vacances avant la dernière ligne droite de la thèse, je l'ai rejointe en Inde pendant trois semaines pour un séjour qui restera à jamais gravé dans ma mémoire notamment pour le trajet inoubliable en bus entre Udaipur et Jodhpur. Je suis rentré, prêt pour la phase finale, avec l'irrésistible envie de terminer cette thèse pour pouvoir, de nouveau, profiter du soleil.
- Madjid, le grand frère, sur qui j'ai toujours pu compter. Avec son sens du contact, il connaissait tout le monde ce qui m'a fait gagner beaucoup de temps pour trouver du matériel, résoudre un problème en s'adressant directement à la bonne personne, ... Il fut également mon tout premier collègue de « Best Of », sandwicherie dans laquelle nous allions directement après le travail pour savourer leur succulente galette.

- Brahim, le petit frère, doctorant au DEMR (Département Electromagnétisme Matériaux et Radar). Il est aussi le maestro du traitement du signal et du ballon rond. Il fut donc meilleur que le S.A.V. Matlab et le meilleur acolyte que l'on puisse rêver sur un terrain de foot.
- Julien Apeloig, dit la pomme, un véritable baroudeur (9.5. -> 9.3. -> Fl.) avec qui j'étais sur la même longueur d'onde. Son franc-parler ainsi que sa subtilité m'a permis de faire de véritables pauses en ayant, comme on entend par chez moi, « des barres de rires » !
- Henri, mon collègue de bureau sur les 11 derniers mois, qui a redonné de la vie dans le bureau, alors que j'attaquais la dernière année. La main sur le cœur, toujours à la page des bons plans ou prêt à me dépanner, il m'a fait gagner de précieuses heures.

Aux différentes sections sportives

Je salue les membres de la section futsal ainsi que mon équipe de championnat, la section plongée, et la section breakdance avec qui j'ai passé d'excellents moments et qui me permettaient le temps d'un entraînement, d'un match ou d'une exploration, de ne jamais me noyer sous la masse de travail tout en faisant des cabrioles pour gérer à la fois l'expérimental et le numérique pour finir toujours droit au but !

A ma famille, mes amis et ma bonne étoile

Je leur adresse ma plus sincère gratitude, car c'est grâce à eux que l'on surmonte les moments de doute et de stress. Je vous remercie pour m'avoir apporté votre soutien, votre bonne humeur et la chaleur de votre amitié/amour en ayant toujours su répondre présents. Je vous aime.

Ce que j'ai remarqué au cours de cette thèse, qui est commun à ces différentes personnes et qui fait donc une nette différence avec d'autres : c'est que les gens compétents n'ont rien à prouver puisqu'ils transpirent la compétence. Donc en passant moins temps à tenter de le prouver aux autres, cela leur laisse beaucoup plus de temps pour être adorables. Merci.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES ILLUSTRATIONS.....	VII
------------------------------	-----

NOMENCLATURE	XV
--------------------	----

A - INTRODUCTION	1
------------------------	---

PARTIE 1 : ETAT DE L'ART	5
--------------------------------	---

B - ETAT DE L'ART	7
-------------------------	---

B - 1. LES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES EN CONDUITES.....	7
--	---

B - 1. 1. LES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES VERTICAUX	7
---	---

B - 1. 2. LES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES HORIZONTAUX	8
---	---

B - 2. LES ÉCOULEMENTS ANNULAIRES DISPERSÉS.....	9
--	---

B - 2. 1. PARAMÈTRES DIMENSIONNELS ET ADIMENSIONNELS UTILISÉS	9
---	---

B - 2. 2. REPRÉSENTATION CARACTÉRISTIQUE DES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES	11
--	----

B - 2. 2. 1. Représentation de Baker.....	11
---	----

B - 2. 2. 2. Représentation de De Leeuw.....	11
--	----

B - 3. LES FILMS LIQUIDES	12
---------------------------------	----

B - 3. 1. GÉNÉRALITÉS	12
-----------------------------	----

B - 3. 2. DESCRIPTION MOYENNE DU FILM.....	13
--	----

B - 3. 2. 1. Travaux de Hewitt (Hetsroni (1982b)).....	13
--	----

B - 3. 2. 2. Travaux de Wallis (1970).....	14
--	----

B - 3. 2. 3. Travaux de Foucart (1998)	14
--	----

B - 3. 2. 4. Travaux de Giroud-Garapon (2003)	15
---	----

B - 3. 2. 5. Travaux de Schubring (2009)	16
--	----

B - 3. 3. ANALYSE DES PHÉNOMÈNES INSTATIONNAIRES	17
--	----

B - 3. 3. 1. Description des ondes de surface	17
---	----

B - 3. 3. 1. 1. Onde linéaire	17
-------------------------------------	----

B - 3. 3. 1. 2. Onde non linéaire	18
---	----

B - 3. 3. 2. Mécanisme d'entraînement	19
---	----

B - 3. 3. 2. 1. Travaux d'Hetsroni (1982d).....	19
---	----

B - 3. 3. 2. 2. Modèle d'atomisation primaire d'un film liquide par arrachement.....	20
--	----

B - 3. 1. MÉTHODES NUMÉRIQUES UTILISÉES POUR SIMULER LE COMPORTEMENT DE FILM PARIÉTAUX 21	
--	--

B - 3. 1. 1. Approche Lagrangienne	21
--	----

B - 3. 1. 2. Approche Eulérienne Intégrale.....	22
---	----

B - 4. COMPORTEMENT DE LA PHASE DISPERSÉE.....	23
--	----

B - 4. 1. GÉNÉRALITÉS – DESCRIPTION DES PHÉNOMÈNES.....	23
---	----

B - 4. 2. MODÈLE DE TRANSPORT DE GOUTTES (CESCO (1997)).....	23
--	----

B - 4. 2. 1. Équation de BBO.....	23
-----------------------------------	----

B - 4. 2. 2. Équation d'Odor et Hamilton	24
--	----

B - 4. 2. 3. Simplification de l'équation d'Odor et Hamilton	25
--	----

B - 4. 3. MODÈLE DE DISPERSION TURBULENTE (LAVERGNE (2010))	26
---	----

B - 4. 4. MODÈLE D'ATOMISATION SECONDAIRE (BREAK-UP)	28
--	----

B - 4. 5.	MODÈLES DE COLLISION DES GOUTTES	30
B - 4. 5. 1.	Description d'une collision et définitions des principaux nombres sans dimension	30
B - 4. 5. 2.	Différents régimes de collision.....	32
B - 4. 6.	MODÈLE D'INTERACTION GOUTTE/PAROI (BISSIÈRE, ESTIVALEZES, ET AL. (1998)).....	34
B - 4. 6. 1.	Paroi sèche.....	36
B - 4. 6. 2.	Paroi avec présence d'un film liquide	38
B - 5.	CONCLUSIONS SUR L'ÉTAT DE L'ART	39

PARTIE 2 : MOYENS UTILISES.....41

C - MOYENS EXPÉRIMENTAUX43

C - 1.	DESCRIPTION DU BANC DIPHASIQUE ONERA EXISTANT.....	43
C - 1. 1.	PARTIE AMONT	43
C - 1. 1. 1.	Le circuit d'air.....	43
C - 1. 1. 2.	Le circuit d'eau	44
C - 1. 2.	PARTIE AVAL	44
C - 2.	DESCRIPTION DU BANC D'ESSAI	44
C - 2. 1.	VEINE D'ESSAI.....	45
C - 2. 2.	DESCRIPTION DES ÉLÉMENTS SPÉCIFIQUES À LA CARACTÉRISATION DANS CETTE ÉTUDE	46
C - 2. 2. 1.	Parties rectilignes	46
C - 2. 2. 2.	Coude	46
C - 3.	CONCLUSIONS SUR LES MOYENS EXPÉRIMENTAUX.....	47

D - TECHNIQUES DE MESURES49

D - 1.	MÉTHODES ET TECHNIQUES UTILISÉES LORS DES MESURES DE PRESSION	49
D - 2.	MÉTHODE ET TECHNIQUES DE VISUALISATION	50
D - 2. 1.	MÉTHODES D'ÉCLAIRAGE	50
D - 2. 2.	CAMÉRAS UTILISÉES	51
D - 2. 3.	TRAITEMENT DES IMAGES	51
D - 2. 3. 1.	Analyses des images au niveau de l'injection	51
D - 2. 3. 1.	Analyses du comportement du film.....	53
D - 3.	MÉTHODES ET TECHNIQUES DE MESURE BASÉES SUR L'INTERFÉROMÉTRIE ET L'EFFET DOPPLER 53	
D - 3. 1.	ANÉMOMÉTRIE DOPPLER LASER	54
D - 3. 1. 1.	Génération de traceurs dans l'écoulement d'air	54
D - 3. 1. 2.	Principe de fonctionnement.....	54
D - 3. 2.	GRANULOMÉTRIE LASER À EFFET DOPPLER.....	56
D - 3. 3.	CONVENTION ET MAILLAGE	57
D - 4.	MÉTHODES ET TECHNIQUES UTILISÉES LORS DE LA CARACTÉRISATION DU FILM LIQUIDE 58	
D - 4. 1.	MESURE LOCALE DE L'ÉPAISSEUR DU FILM LIQUIDE PAR MÉTHODE RÉSISTIVE	58
D - 4. 1. 1.	Principe de la méthode résistive	59
D - 4. 1. 2.	Manchette de mesure	59
D - 4. 1. 3.	Mise en œuvre de la méthode de mesure.....	60
D - 4. 1. 4.	Modélisation du film liquide et dépouillements associés.....	62
D - 4. 2.	MESURE GLOBALE DE DÉBIT DE FILM PAR RÉCUPÉRATION À L'AIDE D'UNE FENTE	62
D - 4. 2. 1.	Description du récupérateur de film liquide	63
D - 4. 2. 2.	Méthodologie suivie pour la mesure du débit de liquide	64
D - 5.	CONCLUSIONS SUR LES TECHNIQUES DE MESURES.....	64

PARTIE 3 : DEMARCHE SCIENTIFIQUE67

CHAPITRE I : IDENTIFICATION DES CONDITIONS AUX LIMITES NÉCESSAIRES AU CODE NUMÉRIQUE69

E - DEFINITION DES CONDITIONS D'INJECTION ET PRISE EN COMPTE AU NIVEAU DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES71

E - 1. DÉFINITION DES CONDITIONS EXPÉRIMENTALES À ÉCHELLE RÉDUITE72

E - 2. OBTENTION DES DONNÉES QUANTITATIVES D'ENTRÉE EXPÉRIMENTALES À PARTIR DES CAS EXPÉRIMENTAUX77

E - 2. 1. CARACTÉRISATION AÉRODYNAMIQUE DE L'INJECTION EXPÉRIMENTALE AVEC LES DEUX TYPES D'INJECTEURS77

E - 2. 2. CARACTÉRISATION GRANULOMÉTRIQUE DE L'INJECTION EXPÉRIMENTALE AVEC TOUS LES INJECTEURS 79

E - 2. 2. 1. Étude des vitesses de gouttes79

E - 2. 2. 2. Étude des diamètres de gouttes80

E - 3. CRÉATION DES INJECTEURS NUMÉRIQUES COMME PARAMÈTRES D'ENTRÉE DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES À L'AIDE DES DONNÉES QUANTITATIVES EXPÉRIMENTALES84

E - 3. 1. MANIPULATION DES RÉSULTATS QUANTITATIFS DISCRETS OBTENUES SUR LES AXES Y ET Z ISSUS DE LA CARACTÉRISATION GRANULOMÉTRIQUE85

E - 3. 2. DÉFINITION ET CRÉATION DES DIFFÉRENTES CLASSES DE DIAMÈTRE DANS CHACUNE DES COURONNES 86

E - 3. 3. DÉFINITION DES CLASSES DE VITESSE PAR CLASSE DE DIAMÈTRES PAR COURONNE K88

E - 3. 4. CRÉATION DES INJECTEURS NUMÉRIQUES DANS L'ESPACE88

E - 4. CONCLUSIONS SUR LES CONDITIONS AUX LIMITES D'ENTRÉE NÉCESSAIRES AUX CODES NUMÉRIQUES.....90

CHAPITRE II : CRÉATION D'UNE BASE DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES D'UN ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ91

INTRODUCTION93

F - ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT OBSERVÉ DANS LE CAS DE RÉFÉRENCE93

F - 1. DESCRIPTION GLOBALE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA MAQUETTE93

F - 1. 1. ANALYSE QUALITATIVE DU COMPORTEMENT DE LA PHASE LIQUIDE.....93

F - 1. 1. 1. Dans la conduite93

F - 1. 1. 2. Dans le coude95

F - 1. 1. 3. En sortie de coude97

F - 1. 2. INFLUENCE DU LIQUIDE SUR LES PERTES DE CHARGES.....97

F - 1. 2. 1. Pertes de charge obtenues sans injection de la phase liquide.....97

F - 1. 2. 2. Influence du liquide sur les pertes charges.....99

F - 1. 3. CONCLUSIONS SUR LA DESCRIPTION GLOBALE DE L'ÉCOULEMENT99

F - 2. ANALYSE DÉTAILLÉE DE L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ DANS LA CONDUITE HORIZONTALE99

F - 2. 1. CARACTÉRISATION DE L'IMPACT DE GOUTTE SUR PAROI SÈCHE.....100

F - 2. 1. 1. Obtention des angles de pulvérisation.....100

F - 2. 1. 2. Obtention des angles de pulvérisation par classes de gouttes à 15 mm de la buse d'injection 100

F - 2. 1. 3. Sélection des gouttes qui vont effectivement impacter la paroi.....103

F - 2. 2. CARACTÉRISATION DE LA DYNAMIQUE DU FILM EN PAROI LE LONG DE LA CONDUITE105

F - 2. 2. 1.	Étude du taux de dépôt	106
F - 2. 2. 2.	Étude de la structure du film	110
F - 2. 3.	CARACTÉRISATION DE L'ÉVOLUTION DE LA PHASE DISPERSÉE LE LONG DE LA CONDUITE	112
F - 3.	ÉVOLUTION D'UN ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ AU TRAVERS D'UN COUDE.....	116
F - 3. 1.	CARACTÉRISATION DE LA DYNAMIQUE DU FILM EN PAROI	116
F - 3. 2.	CARACTÉRISATION DE LA PHASE DISPERSÉE EN SORTIE DE COUDE	117
F - 4.	CONCLUSIONS SUR LA CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ	120

G - CARACTÉRISATION EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DE DIFFÉRENTS PARAMÈTRES D'ENTRÉE SUR UN ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ

G - 1.	INFLUENCE DE LA VITESSE DE GAZ	122
G - 1. 1.	ANALYSE QUALITATIVE DU COMPORTEMENT DE LA PHASE LIQUIDE	122
G - 1. 2.	ANALYSE DÉTAILLÉE DE L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ DANS LA CONDUITE HORIZONTALE	127
G - 1. 2. 1.	Caractérisation de l'impact de goutte sur paroi sèche	128
G - 1. 2. 1. 1.	Obtention des angles de pulvérisation en sortie immédiate de la buse	128
G - 1. 2. 1. 2.	Obtention des angles de pulvérisation par classes de gouttes à 15 mm de la buse d'injection	128
G - 1. 2. 1.	Caractérisation de l'évolution de la phase dispersée le long de la conduite	133
G - 1. 3.	ÉVOLUTION D'UN ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ AU TRAVERS D'UN COUDE.....	135
G - 1. 3. 1.	Caractérisation de la dynamique du film en paroi.....	135
G - 1. 3. 2.	Caractérisation de la phase dispersé en sortie de coude	136
G - 1. 4.	CONCLUSIONS SUR L'INFLUENCE DE LA VITESSE SUR L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ	138
G - 2.	INFLUENCE DU TYPE DE BROUILLARD	138
G - 2. 1.	DESCRIPTION GLOBALE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA MAQUETTE.....	138
G - 2. 1. 1.	Analyse qualitative du comportement de la phase liquide	138
G - 2. 2.	ANALYSE DÉTAILLÉE DE L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ DANS LA CONDUITE HORIZONTALE	141
G - 2. 2. 1.	Caractérisation de l'impact de goutte sur paroi sèche	141
G - 2. 2. 1. 1.	Obtention des angles de pulvérisation en sortie immédiate de la buse	141
G - 2. 2. 1. 2.	Obtention des angles de pulvérisation par classes de gouttes à 15 mm de la buse d'injection	141
G - 2. 2. 2.	Caractérisation de l'évolution de la phase dispersée le long de la conduite	147
G - 2. 3.	ÉVOLUTION D'UN ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ AU TRAVERS D'UN COUDE.....	149
G - 2. 3. 1.	Caractérisation de la dynamique du film en paroi.....	149
G - 2. 3. 2.	Caractérisation de la phase dispersé en sortie de coude	150
G - 2. 4.	CONCLUSIONS SUR L'INFLUENCE DE TYPE DE BUSE SUR L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ	153
G - 3.	INFLUENCE DE LA PRESSION	153
G - 3. 1.	INFLUENCE DE LA PRESSION SUR LES PERTES DE CHARGES	153
G - 3. 2.	ANALYSE QUALITATIVE	153
G - 3. 3.	ANALYSE DÉTAILLÉE DE L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ DANS LA CONDUITE HORIZONTALE ET LE COUDE	153
G - 3. 4.	CONCLUSIONS SUR L'INFLUENCE DE LA PRESSION SUR LES ÉCOULEMENTS ANNULAIRES DISPERSÉS	156
G - 4.	CONCLUSIONS SUR L'INFLUENCE DE DIFFÉRENTS PARAMÈTRES SUR LES ÉCOULEMENTS ANNULAIRES DISPERSÉS.....	157

CHAPITRE III : SIMULATION NUMÉRIQUE AVEC LE CODE CEDRE DANS LA CONDUITE DROITE ET CONFRONTATION AVEC LA BASE DE DONNÉES

INTRODUCTION	161
H - SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ AVEC LE CODE CEDRE	162
H - 1. CALCUL DU CHAMP GAZ AVEC LE SOLVEUR CHARME	163
H - 1. 1. MISE EN PLACE DES CONDITIONS INITIALES NUMÉRIQUES	163
H - 1. 2. VALIDATIONS DU CHAMP AÉRODYNAMIQUE	164
H - 1. 2. 1. Validation du profil de vitesse et du profil de turbulence	165
H - 1. 2. 2. Taux de cisaillement en paroi.....	167
H - 2. CALCUL DU CHAMP DE GOUTTES AVEC LE SOLVEUR SPARTE.....	167
H - 3. CALCUL DU CHAMP FILM AVEC LE SOLVEUR FILM.....	168
H - 3. 1. 1. Méthode numérique pour le solveur FILM	168
H - 3. 1. 2. Résultats préliminaire obtenu avec le solveur FILM	170
H - 3. 1. 3. Résultats liés au schéma de Roe	172
H - 4. CONCLUSIONS SUR LES SIMULATIONS NUMÉRIQUES	174
CONCLUSION GÉNÉRALE.....	175
I - CONCLUSION GÉNÉRALE	176
ANNEXE	179
TABLE DES RÉFÉRENCES.....	213

TABLE DES ILLUSTRATIONS

Figure A-1 : Schéma des injections des différents cas en milieu industriel	1
Figure B-1 : Écoulements gaz/liquide en conduites verticales ; (1) Écoulement à bulles, (2) Écoulement à poches, (3) Écoulement annulaire, (4) Écoulement annulaire à bulles, (5) Écoulement annulaire à fibres, (6) Écoulement annulaire dispersé.....	8
Figure B-2 : Écoulement gaz/liquide en conduite horizontale: (a) Écoulement à bulles, (b) Écoulement stratifié, (c) Écoulement à vagues, (d) Écoulement à poches, (e) Écoulement intermittent poches – bouchons, (f) Écoulement poche – bouchon, (g) Écoulement annulaire	9
Figure B-3 : Diagramme de Baker (1954) modifié par Scott (1963) d'après Hetsroni (1982a)	11
Figure B-4 : Représentation de De Leeuw.....	12
Figure B-5 : Les différents mécanismes d'entraînement (schéma proposé par Ishii & Grolmes (1975))	19
Figure B-6 : Illustration de la déstabilisation d'un film liquide s'écoulant sur une paroi par un écoulement de gaz d'après Hong (2003).....	20
Figure B-7 : Représentation schématique du fonctionnement du modèle de la dispersion turbulente, critères de décorrélation	28
Figure B-8 : Différents type d'atomisation secondaire en fonction de We_c	30
Figure B-9 Représentation schématique d'une collision et signification du paramètre (d'après Rabe (2009))	31
Figure B-10 : Valeurs extrêmes du paramètre d'impact b (d'après C. Rabe (2009)).....	31
Figure B-11 : Rebond de gouttelettes d'éthanol ($\Delta = 1$, $We_{sl} = 20$, $b = 0.63$) - Rabe (2009).....	33
Figure B-12 : Coalescence de gouttelettes ($\Delta = 1$, $We_{sl} = 20$, $b = 0.63$) - Rabe (2009).....	33
Figure B-13 : Séparation par étirement ($\Delta = 1$, $We_{sl} = 51.06$, $b = 0.72$) - Rabe (2009).....	33
Figure B-14 : Séparation par réflexion ($\Delta = 1$, $We_{sl} = 1.03$, $b = 0.19$) - Rabe (2009)	33
Figure B-15 : Frontières entre les différents régimes de collision pour des gouttelettes d'eau de même diamètre ($\Delta = 1$) dans un diagramme (We_s , b), d'après Estrade (1998).	34
Figure B-16 : Visualisation des mécanismes d'interaction gouttes/parois (Schmehl, Roskamp, et al. (1999))	35
Figure B-17 : Schéma des différents phénomènes présents au cours de l'interaction d'une goutte avec une paroi mouillée (avec b : before (avant impact) et a : after (après impact)) (Kalantari (2007)).....	35
Figure B-18 : Représentation schématiques des différents régimes d'interactions goutte – paroi avec présence d'un film liquide (Bissière (1998))	36
Figure B-19 : Limite entre les régimes de dépôt et d'éclaboussement.....	36
Figure B-20: Frontières entre les différents régimes d'interaction goutte – paroi pour une paroi lisse et sèche d'après Garcia Rosa (2006).....	37
Figure C-1 : Schéma d'ensemble du banc diphasique de l'ONERA	43
Figure C-2 : Schéma du montage expérimental (<i>Vue de dessus</i>) – d'après SEF	45
Figure C-3 : Schéma du montage expérimental (<i>Vue latérale</i>) – d'après SEF	46
Figure C-4 : Photos du coude en verre	47
Figure D-1 : Schéma d'implantation et de repérage des prises de pression pariétales	49
Figure D-2 : Montage utilisé pour les visualisations en ombroscopie.....	51
Figure D-3 : Panache de pulvérisation issu d'une buse	52
Figure D-4 : Images "minimale" et "maximale" d'une séquence de 500 images	52
Figure D-5 : Panaches des buses TX14 (Cône creux) et TG3 (Cône plein)	53
Figure D-6 : Conduite rectiligne de longueur $6D$ – Positions des visualisations rapides.....	53
Figure D-7 : Système d'ensemencement en huile d'olive	54

Figure D-8: Schéma de principe de la technique de mesure LDA (Dantec Dynamics®)	55
Figure D-9: Schéma de principe de la technique de mesure de granulométrie par PDA (Dantec Dynamics®)	56
Figure D-10 : Conventions de repère pour l'injection	57
Figure D-11 : Schématisation des traversés du système de mesure dans le repère défini avec les conventions de la Figure D-10	57
Figure D-12 : Vitesses radiale et tangentielle.....	57
Figure D-13 : Repères retenus pour la mesure azimutale d'épaisseur de film	58
Figure D-14 : Modélisation d'un film liquide entraîné par un écoulement	58
Figure D-15 : Manchette de mesure d'épaisseur de film et son système d'étalonnage	59
Figure D-16 : Courbe d'étalonnage de l'électronique de mesure d'épaisseur de film	60
Figure D-17 : Courbes d'étalonnage $G^*=f(h/s)$ pour la gamme 0-1500 μm (à gauche) – Évaluation de la répétabilité (à droite).....	60
Figure D-18 - Courbes d'étalonnage $G^*=f(H/s)$ pour la gamme 0-4500 μm (à gauche) – Évaluation de la répétabilité (à droite).....	61
Figure D-19 – Programme d'acquisition développé sous Labview® pour la mesure d'épaisseur de film liquide.....	61
Figure D-20 : Modélisation d'un film liquide entraîné par un écoulement et histogramme des fréquences cumulées du signal issu de la mesure d'épaisseur de film	62
Figure D-21 : Vues du système de récupération de film liquide monté en X=3D, 5D et en sortie du coude	63
Figure D-22 : Schéma du récupérateur de film liquide – d'après SEF	63
Figure D-23 : Principe du récupérateur de film liquide à fente.....	64
Figure E-1 : Positionnement des cas industriels 1 et 2 sur les cartographies de Baker (à gauche) et de De Leeuw (à droite)	73
Figure E-2 : Photos des injecteurs de type « buse » : modification apportée à la buse (à gauche) et injecteurs liés aux différents cas (à droite).....	76
Figure E-3 : Schématisation de l'injection	77
Figure E-4 : Profils réduits horizontal et vertical des composantes U et W de la vitesse à 8 mm en aval de l'injection	78
Figure E-5 : Influence de la vitesse de l'écoulement sur les profils réduits de la composante U de la vitesse à 8 mm en aval de la buse d'injection	78
Figure E-6 : Influence de la position de la section de mesure sur les profils réduits de la composante U de la vitesse pour une vitesse débitante égale à 33.9 m.s^{-1}	78
Figure E-7 : Évolution des profils réduits des composantes U et W de la vitesse dans les plans horizontal et vertical en fonction de la distance à la buse – Cas 1-a – Buse à cône creux TX26 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	79
Figure E-8 : Évolution des profils réduits des diamètres D_{32} dans les plans horizontal et vertical en fonction de la distance à la buse – Cas 1-a – Buse TX26 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	80
Figure E-9 : Comparaison des profils horizontaux de D_{32} à 30 mm en aval de la buse pour deux vitesses débitantes (10.4 et 33.9 m.s^{-1}) et une valeur de débit liquide (110 l.h^{-1}) – Cas 1-a – Buse TX26 et Buse TG3	80
Figure E-10 : Histogramme en taille mesuré à l'aval de la buse à cône creux TX26 avec un débit liquide $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$	81
Figure E-11 : Corrélation taille/vitesse mesurée à l'aval de la buse à cône creux TX26 avec un débit liquide $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$	82
Figure E-12 : Comparaison des profils horizontaux de diamètres D_{32} des gouttes pour deux vitesses débitantes de $33,9$ et 76 m.s^{-1} pour trois positions en aval de la buse – Cas 0 – Buse à cône creux TX5 – $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$	83
Figure E-13 : Histogramme en taille mesuré à l'aval de la buse à cône creux TX5 avec un débit liquide $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$	83

Figure E-14 : Comparaison des vitesses longitudinales obtenues dans le plan horizontal pour deux vitesses débitantes – Cas 1-a – Buse à cône creux TX26 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$	84
Figure E-15 : Comparaison des vitesses des gouttes et des vitesses de l'écoulement pour deux vitesses débitantes de 33.9 et 76 m.s^{-1} , à 30 mm de la buse – Cas 0 – Buse TX5 – $Q_e=20 \text{ l.h}^{-1}$	84
Figure E-16 : Maillage expérimental des mesures granulométriques.....	85
Figure E-17 : Discrétisation de l'espace en « X » couronnes concentriques	86
Figure E-18 : Histogrammes obtenus pour différentes valeurs du nombre de classes.....	87
Figure E-19 : Exemple de répartition des injecteurs obtenue avec $N_c(k)=1$ et $N_1=2$	89
Figure E-20 : Exemple de fichier d'injection généré par le module Matlab pour le code CEDRE (présentation du premier injecteur).....	90
Figure F-1 : Panache de pulvérisation issu de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$ obtenu à l'aide de visualisation par ombroscopie	94
Figure F-2 : Visualisation par ombroscopie de la zone d'injection – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	94
Figure F-3 : Impacts de gouttes dans la partie centrale du tronçon 6D obtenu par ombroscopie – Buse TG3 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	95
Figure F-4 : Ombroscopie du coude et agrandissement de la sortie du coude – Cadence 5000 ips – Temps de pause 200 μs – Buse TX26 – $U_0= 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ – $Q_e= 110 \text{ l.h}^{-1}$ – Influence de la vitesse débitante	95
Figure F-5 : Écoulement dans un coude : présence de deux tourbillons contrarotatifs d'après Barbara (1998)	96
Figure F-6 : Vue par ombroscopie de l'impact des gouttes issues de la partie centrale de l'écoulement amont – Buse TX26 – $Q_e= 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0= 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	96
Figure F-7 : Visualisations par ombroscopie en partie droite à la sortie du coude – Buse TX26 – $Q_e= 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0= 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	97
Figure F-8 : Exemple d'évolution du facteur de perte de charge le long de la maquette à Pa, sans injection d'eau pour une vitesse de gaz $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	98
Figure F-9 : Évolution du facteur de perte de charge le long de la maquette à Pa, avec injection d'eau $Q_e= 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour une vitesse de gaz $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	99
Figure F-10 : Panache de pulvérisation issu de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	100
Figure F-11 : Schématisation des vecteurs vitesse et des angles associés à la caractérisation granulométrique de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	102
Figure F-12 : Ombroscopie de la zone d'injection – Buse TX26 – $Q_e= 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0= 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	103
Figure F-13 : Trajectoires des gouttes par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	104
Figure F-14 : Trajectoires des gouttes ($St>1$) par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	105
Figure F-15 : Débit d'impacts cumulé à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	107
Figure F-16 : Débit d'impacts cumulé pour divers classes de vitesses « Z » à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	108
Figure F-17 : Débit d'impacts cumulé en fonction du nombre de couronne « X » à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	108
Figure F-18 : Comparaison des débits d'impacts cumulés obtenu avec les mesures effectuées à 15 mm et 30 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	109
Figure F-19 : Débit d'impacts cumulé avec les résultats expérimentaux à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	109

Figure F-20 : Signaux temporels obtenus sur 10 s en haut (90°) et en bas (270°) de la conduite en X=3D pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	110
Figure F-21 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 3D et en 5D – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	110
Figure F-22 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues, paramétrée par la position azimutale - Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	111
Figure F-23 : Comparaison des spectres fréquentiels des signaux d'épaisseurs de film obtenu aux huit positions azimutales au plan x = 3D avec un signal temporelle de 10 000 points de mesures obtenues sur 10 secondes	112
Figure F-24 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$ – 8 mm en aval de sortie de section droite de conduite	113
Figure F-25 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} dans la conduite rectiligne horizontale – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	114
Figure F-26 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de section droite – Axe Z – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	115
Figure F-27 : Corrélations taille/vitesse en sortie de section droite en Z = -20 mm – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	116
Figure F-28 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 5D et entre les deux coudes (EC) – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	117
Figure F-29 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ – 8 mm en aval de section de sortie du coude	117
Figure F-30 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} entre l'entrée et la sortie du coude – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	118
Figure F-31 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de coude – Axe Z - Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	119
Figure F-32 : Distribution du flux volumique obtenue à l'aval du coude (Buse à cône creux TX26, $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$, $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$)	120
Figure G-1 : Comparaison de panaches de pulvérisation issus de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour la vitesse $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$	122
Figure G-2 : Comparaison des zones d'injection issues de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issues de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$	123
Figure G-3 : Comparaison des milieux de section droite issus de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$	124
Figure G-4 : Vue de dessous en aval de la section droite de l'écoulement généré par la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$	125
Figure G-5 : Comparaison des écoulements dans le coude issus (partie supérieure) de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus (partie inférieure) de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$	126
Figure G-6 : Comparaison des écoulements dans la section verticale 2D issus (partie supérieure) de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus (partie inférieure) de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$	127

Figure G-7 : Comparaison à $10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ des vecteurs vitesse et des angles associés à la caractérisation granulométrique de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$	128
Figure G-8 : Comparaison à $10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ des trajectoires impactantes de gouttes issues de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$	129
Figure G-9 : Comparaison des débits d'impacts cumulés obtenu avec les mesures effectuées à 15 mm et 30 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=10,4 \text{ m.s}^{-1}$	129
Figure G-10 : Débit d'impacts cumulé avec les résultats expérimentaux à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	130
Figure G-11 : Évolution azimutale de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $x = 3D$ – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=10,4 \text{ m.s}^{-1}$	131
Figure G-12 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues, paramétrée par la position azimutale – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$	131
Figure G-13 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – Effet de la vitesse d'entraînement $U_0 = 10,4$ et $33,9 \text{ m.s}^{-1}$	132
Figure G-14 : Comparaison pour les deux vitesses de gaz $U_0 = 10,4$ et $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – 8 mm en aval de sortie de section droite de conduite	133
Figure G-15 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} dans la conduite rectiligne horizontale – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$	134
Figure G-16 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de section droite – Axe Z – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=10,4 \text{ m.s}^{-1}$	134
Figure G-17 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 5D et entre les deux coudes (EC) Buse TX26 – $Q_e= 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0= 10,4 \text{ m.s}^{-1}$	135
Figure G-18 : Évolution en sortie de coude de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $Q_e =110 \text{ l.h}^{-1}$ – Effet de la vitesse d'entraînement $U_0 = 10,4$ et $33,9 \text{ m.s}^{-1}$	136
Figure G-19 : Comparaison pour les deux vitesses de gaz $U_0 = 10,4$ et $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – 8 mm en aval de sortie du coude.....	136
Figure G-20 : Comparaison pour deux vitesses gaz ($U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $33,9 \text{ m.s}^{-1}$) des flux volumiques suivant l'axe Y et l'axe Z – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$	137
Figure G-21 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de coude – Axe Z – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$	137
Figure G-22 : Comparaison de panaches de pulvérisation issus de la buse à cône creux TX26 (référence) et de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$	138
Figure G-23 : Comparaison des zones d'injection issus de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	139
Figure G-24 : Comparaison des visualisations des milieux de section droite (position 6) issus de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	139
Figure G-25 : Comparaison des visualisations haute cadence en fin de section droite (position 12) issus de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	139
Figure G-26 : Comparaison des écoulements dans le coude issus de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	140

Figure G-27 : Comparaison des écoulements dans la section verticale 2D issus (partie supérieure) de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence).....	140
Figure G-28 : Comparaison des flux volumiques en sortie de buses à cône plein TG3 et cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	141
Figure G-29 : Comparaison des vecteurs vitesses et des angles associés à la caractérisation granulométrique des buses à cône plein TG3 et cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	142
Figure G-30 : Comparaison pour la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 des trajectoires impactantes de gouttes avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	142
Figure G-31 : Comparaison des débits d'impacts cumulés obtenu avec les mesures effectuées à 15 mm et 30 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	143
Figure G-32 : Débit d'impacts cumulé avec les résultats expérimentaux à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône plein avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	143
Figure G-33 : Effet du type de buse sur les débits théoriques issus des impacts cumulés obtenus avec les mesures granulométriques réalisées au plan $x = 15 \text{ mm}$ et au plan $x = 30 \text{ mm}$ $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	144
Figure G-34 : Évolution azimuthale de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $x = 3D$ – Buse TG3 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1} - U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	145
Figure G-35 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues, paramétrée par la position azimuthale – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	145
Figure G-36 : Effet de du type de buse (cône creux TX26 ou cône plein TG3) sur l'évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	146
Figure G-37 : Comparaison pour les deux type de buse cône creux TX26 et cône plein TG3 des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - 8 \text{ mm}$ en aval de sortie de section droite de conduite.....	147
Figure G-38 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} dans la conduite rectiligne horizontale – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	148
Figure G-39 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de section droite – Axe Z – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	149
Figure G-40 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 5D et entre les deux coudes (EC) – Buse à cône plein TG3 $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	150
Figure G-41 : Évolution en sortie de coude de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – Effet du type de buse – Cône creux TX26 et Cône plein TG3.....	150
Figure G-42 : Comparaison pour les deux types de buses (cône creux et cône plein) des flux volumiques suivant l'axe Y et l'axe Z – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$	150
Figure G-43 : Comparaison des écoulements générés avec les deux types de buse des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - 8 \text{ mm}$ en aval de la sortie du coude	151
Figure G-44 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} entre l'entrée et la sortie du coude – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	152
Figure G-45 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de coude – Axe Z - Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	152

Figure G-46 : Évolution comparée du facteur de perte de charge moyen le long de la conduite pour différentes vitesses débitantes, en fonction de la pression totale (3,5 bars ou 1 bar) dans l'écoulement.....	153
Figure G-47 : Vecteurs vitesses et des angles associés à la caractérisation granulométrique des buses à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$	154
Figure G-48 : Comparaison à $P = 1 \text{ bar}$ et $P = 3,5 \text{ bar}$ des trajectoires impactantes de gouttes de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$	155
Figure G-49 : Influence de la pression sur les débits d'impacts cumulés à partir des données mesurées à 15 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	155
Figure G-50 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – Buse TG3 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ - $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$ – Effet de la pression.	156
Figure O-1 : Schéma d'organisation du code CEDRE.....	161
Figure O-2 : Schéma des échanges entre le film et l'écoulement gazeux ou dispersé	162
Figure H-1 : Critère de choix pour la méthode de couplage devant être utilisée lors d'un calcul à phase dispersée (Lavergne (2010)).....	163
Figure H-2 : Schématisation de la conduite pour les simulations numériques	163
Figure H-3 : Maillage d'une section de la conduite	164
Figure H-4 : Profil de vitesse longitudinal obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$)	165
Figure H-5 : Profil d'énergie turbulente obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$)	166
Figure H-6 : Profil de vitesse longitudinal obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$)	166
Figure H-7 : Profil d'énergie turbulente obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$)	167
Figure H-8 : Distribution azimutale de l'épaisseur du film calculée en 3D et en 5D pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	168
Figure H-9: Composantes normale et tangentielle de la gravité appliqués à un élément fluide du film liquide en paroi.....	169
Figure H-10: Comparaison des débits issus des impacts de gouttes obtenus avec le code CEDRE pour deux distributions d'injecteurs numériques ([1 cercle par couronne avec 2 injecteurs sur le premier cercle] et [2 cercles par couronne avec 8 injecteurs sur le premier cercle]) avec le modèle simplifié et les débits expérimentaux.....	169
Figure H-11 : Visualisation de l'épaisseur du film calculée entre le point d'injection et la sortie du domaine de calcul pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$	170
Figure H-12 : Comparaison entre les distributions azimutales de l'épaisseur calculée et mesurée à 3D du point d'injection pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=10,4 \text{ m.s}^{-1}$	170
Figure H-13 : Comparaison entre les distributions azimutales de l'épaisseur calculée et mesurée à 3D du point d'injection pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	171
Figure H-14 : Comparaison entre les distributions azimutales de l'épaisseur calculée et mesurée à 3D et 5D du point d'injection sans prise en compte de la gravité pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	171
Figure H-15 : Séquence de hauteur de film obtenu avec le schéma de Roe à différent temps de simulation 0 s, 1 s, 2 s, 3 s, 4 s, 5 s et 100 s [en lisant de gauche à droite et de haut en bas] d'après Consigny (2011).....	172
Figure H-16 : Distribution azimutale de l'épaisseur du film avec le schéma de Roe calculée en 3D (à gauche) et en 5D (à droite) pour différents nombre de particules par injecteurs pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	173
Figure H-17 : Comparaison des distributions azimutales de l'épaisseur du film entre les résultats expérimentaux, les différents schémas numériques et le calcul réalisé avec la corrélation	

de Wallis calculée en 3D (à gauche) et en 5D (à droite) pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$	173
Figure H-18 : Comparaison des distributions azimutales de l'épaisseur du film entre les résultats expérimentaux et le calcul réalisé avec la corrélation de Wallis calculée en 3D (à gauche) et en 5D (à droite) pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$.	174
Figure I-1 : Cas 1 - Impact à 30°	186
Figure I-2 : Cas 3 - Impact à 90°	187
Figure I-3 : Distribution en nombre (partie haute) et en volume (partie basse) du diamètre des gouttelettes secondaires dans le cas d'un éclaboussement. Comparaison pour trois points de fonctionnement (avec une paroi de plus en plus chaude) entre les résultats des modèles et les résultats expérimentaux de Richter, Dullenkopf, et al. (2003).....	187
Figure I-4 : Limite entre les régimes de dépôt et d'éclaboussement	189

NOMENCLATURE

Indices

a	air
bas	bas de la conduite
bl	couche limite (boundary layer)
c	cisaillement
c	critique
CV	couche à vagues
e	eau
eb	ébullition
EC	entre coudes
f, f. l.	film liquide
G, g	gaz
haut	haut de la conduite
i, in	interface
imp	impact
L	laminaire
L, l	liquide
Leid	Leidenfrost
m	massique
min	minimum
n	normal
p	particule (goutte) ou paroi
r	rugosité
s	substrat
som	Sommerfeld
surf	surface
t	tangentiel
t	turbulent
v	vague
w	water

Lettres grecques

α	angle de mesure
δ	épaisseur moyenne du film
δ_w	épaisseur de vortacité
γ	conductibilité (en Siemens.m ⁻¹ ou mS.cm ⁻¹)
ε	terme de dispersion d'énergie turbulente
ε_g	fraction surfacique de gaz par rapport à la section totale
κ	constante de Von Karman
λ	coefficient de perte de charge
λ	longueur d'onde
λ	paramètre adimensionnel
λ_c	longueur d'onde critique

μ	viscosité dynamique
μs	microseconde
ν	viscosité cinématique
θ	angle
ρ	masse volumique
σ	écart type
σ	tension superficielle
ψ	paramètre adimensionnel
τ_{in}	contrainte de cisaillement à l'interface
τ_w	contrainte pariétal du gaz en l'absence de film
τ_p	contrainte de cisaillement entre le film et la paroi
τ_g	temps de réponse de la goutte
τ_l	temps caractéristique des structures turbulentes

Lettres latines

A	amplitude des instabilités
Ac	nombre d'accélération
Bo	nombre de Bond
C	constante
C_α	classe alpha
c_α	borne inférieure de la classe alpha C_α
C_a	coefficient de masse ajoutée
C_d	coefficient de traînée (« drag coefficient »)
C_f	coefficient de friction
d	diamètre des électrodes
D	diamètre de conduite
D_{32}	diamètre moyen de Sauter
E	énergie
F_E	fraction de liquide entraînée par la phase gazeuse
F_i	coefficient de frottement
f. p. s.	frame per seconde
F_r	nombre de Froude
g	gramme
g	gravité
G	conductance (en Siemens)
G^*	admittance
\overline{H}	valeur moyenne
HC	hydrocarbure
h_0	hauteur
h_f	hauteur de film (film de base + vague)
h_r	hauteur des aspérités (rugosité)
I	intensité de turbulence
La	nombre de Laplace
i. p. s.	image par seconde
j	vitesse superficielle
K	facteur de perte de charge
K	nombre de Mundo
k	énergie cinétique turbulente
ℓ	longueur de mélange turbulente

kg	kilogramme
m	masse
m	mètre
\dot{m}	débit massique
mm	millimètre
N_c	nombre de cercles
$N_{inj,j}$	Nombre d'injecteur sur le j^{eme} cercle
N_μ	nombre de viscosité
Oh	nombre de d'Ohnesorge
P	pression
Q	débit volumique
U, V, W	composantes de la vitesse
U_0	vitesse débitante
r_0	rayon de la conduite
r_i	rayon à l'interface ($r_0 - \delta$)
R	rayon de courbure
Re	nombre de Reynold
S	surface
s	écartement entre les électrodes
s	seconde
St	nombre de Stokes
Ta	nombre de Taylor
t	temps
tg	temps caractéristique de l'écoulement gaz
tp	temps caractéristique de la particule
T	température
We	nombre de Weber
X, Y, Z	coordonnées spatiales
x	titre (dans le cas de vapeur) ou fraction massique de gaz (= rapport du débit massique de gaz sur le débit massique total)
Y	nombre de classe de diamètre
Z	nombre de classe de vitesse

A - INTRODUCTION

Les mélanges d'hydrocarbures qui circulent dans les unités de raffinage sont très souvent multiphasiques et par nature très complexes. On peut y trouver divers composants autres que les hydrocarbures tels que des cyanures, des sulfures (H_2S), des chlorures (HCl), des acides, de l'ammoniac (NH_3). Ces composants gazeux peuvent former des sels (NH_4Cl [entre 150 et 250°C] et NH_4HS [à des températures inférieures à 100°C]) qui bouchent les tubes d'échangeurs et créent de la corrosion sous dépôt sous atmosphère humide.

En sortie de tête de fractionnement d'unité FCC, le risque de corrosion sous dépôt des conduites par les chlorures d'ammonium est élevé. Sur site, un dépôt annulaire de ces sels peut être observé avec une corrosion souvent plus sévère sur la partie supérieure de la conduite.

Une des solutions actuellement utilisée pour éviter le bouchage et la corrosion sous dépôt des conduites est le lavage à eau qui consiste à injecter de l'eau, si possible de façon continue, dans les conduites d'hydrocarbures gazeux.

Il existe, toutefois, certaines contraintes : en effet, 20 % de la quantité d'eau injectée doit rester sous forme liquide afin d'éviter l'obtention d'un sel humide (fortement corrosif) au niveau des parois. Or la quantité d'eau disponible dans les unités ne permet pas toujours de respecter cette contrainte. Des injections intermittentes sont alors réalisées. C'est le cas par exemple des injections réalisées en amont des aéroréfrigérants de l'unité FCCU2 de la raffinerie d'Anvers. En sortie de tête de fractionnement de l'unité, l'eau de lavage peut être injectée à l'aide d'un injecteur de type « tube » ou un injecteur de type « buse » selon deux configurations (comme le montre la Figure A-1) :

- cas n°1 : injection au niveau de chaque aéroréfrigérant
- cas n°2 : injection en amont de 5 aéroréfrigérants

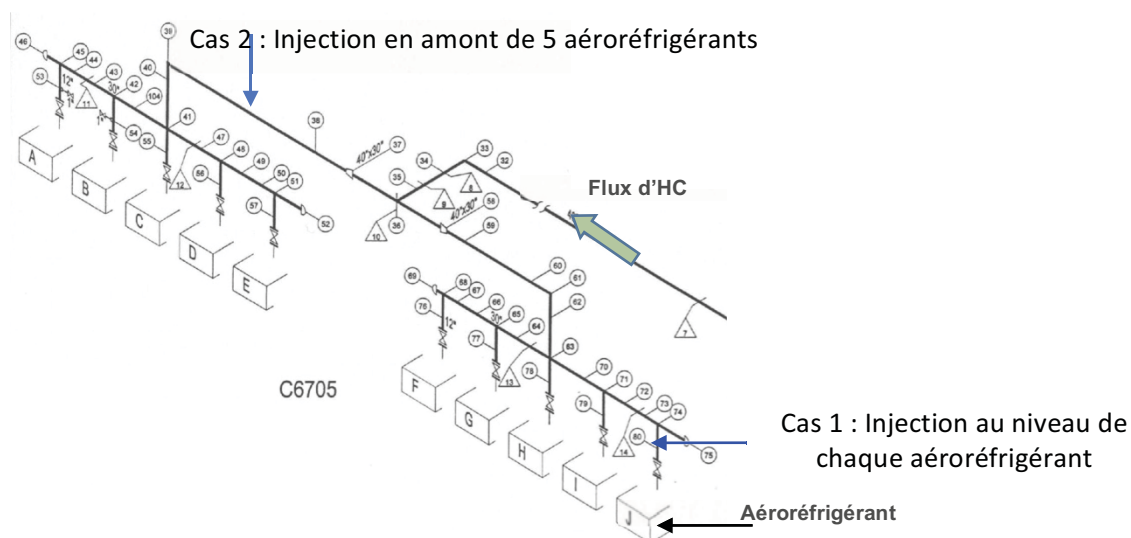


Figure A-1 : Schéma des injections des différents cas en milieu industriel

Pour ces 2 cas la contrainte est respectée.

Les conditions opératoires pour ces 2 cas sont résumées dans le tableau ci-dessous. Elles serviront de référence pour la mise en place de la maquette expérimentale qui reproduit les caractéristiques des injections réalisées sur site.

Conditions industrielles				
	Cas 1: Injection d'une importante quantité d'eau		Cas 2: Injection d'une faible quantité d'eau	
	HC Gaz	Eau de Lavage	HC Gaz	Eau de Lavage
Fraction massique	0,74	0,26	0,93	0,07
Fraction volumique	0,9985	0,0015	0,99971	0,00029
Vitesse superficielle (m.s^{-1})	33,953		27,16	
Vitesse d'injection (m.s^{-1})		7		7
Température ($^{\circ}\text{C}$)	130	35	130	35
Pression absolue (Bar)	2,5	2,5	2,5	2,5
Masse molaire (g.mol^{-1})	58	18	58	18
Masse volumique (kg.m^{-3})	4,2	1000	4,2	1000
Débit massique (kg.s^{-1})	10,4	3,6	52	3,6
Débit Volumique ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$)	2,48E+00	3,60E-03	1,24E+01	3,60E-03
Nombre de Reynolds	1,21E+06		2,41E+06	
Nombre de Weber (goutte de 1 mm ¹)	5,09E+01		2,84E+01	
Diamètre interne - D - de la conduite (mm)	305		76	

Afin d'optimiser cette procédure et d'améliorer son efficacité, des simulations numériques du comportement de la phase liquide injectée à l'aide de codes industriels sont envisagées. Toutefois la présence d'écoulements fortement tridimensionnels engendrés par des éléments de conduite telles que des coudes, des tés ou des changements de section et le mode d'injection de l'eau, provoquent un comportement de la phase liquide complexe faisant intervenir un écoulement de type brouillard au centre et du ruissellement sur les parois. Ces deux types d'écoulement interagissent via des phénomènes de dépôts de gouttes, d'arrachement liquide ou de séparation de film lors de modifications de direction d'écoulement. Plusieurs auteurs identifient les phénomènes physiques qui amènent à la création d'un tel écoulement. Chacun de ces phénomènes physiques a été traduit sous forme de modèles numériques. Pour simuler de façon correcte et précise ce type d'écoulement, les codes numériques doivent utiliser l'ensemble de ces modèles physiques développés pour le transport de la phase dispersée, le comportement du film en paroi et les interactions avec le gaz environnant (Cesco (1997), Odar & Hamilton (1964), Lavergne (2010), Hinze (1949), Adam (1997), Lane (1951)). Si certains d'entre eux ont été validés depuis de nombreuses années, d'autres sont encore en cours de développement et faute de bases de données expérimentales, leur validation n'a pu être réalisée sur une gamme de conditions d'écoulement suffisamment importante pour assurer leur fiabilité.

L'objectif de la thèse est donc de valider l'ensemble des modèles physiques utilisés dans un code de simulation numérique sur des configurations expérimentales représentatives de celles utilisées en condition industrielle. Néanmoins cette validation nécessite de posséder une base de données expérimentales suffisamment complète. Ainsi une partie importante du travail est consacrée à la mise en place de cette base et à son analyse pour faire ressortir les principaux mécanismes d'interaction entre le gaz et la phase dispersée, le gaz et le film liquide pariétal et la phase dispersée et le film pariétal. Les configurations expérimentales sont choisies afin de reproduire autant que faire se peut, les principaux phénomènes rencontrés en situation réelle. Ainsi une analyse de similitude est réalisée. La géométrie retenue comporte une zone horizontale d'injection rectiligne avec un injecteur central, suivi d'un coude à 90° situé dans un plan vertical. Le montage réalisé en plexiglas permet une observation des phénomènes et une caractérisation du film et de la phase dispersée. Différentes conditions expérimentales permettent d'étudier l'influence de la vitesse du gaz, de la condition

¹ Cette valeur est déduite de données fournies par TOTAL.

d'injection du brouillard et de la pression sur les différents processus physiques. En parallèle, des premières simulations sont réalisées avec le code CEDRE de l'ONERA et les résultats sont comparés aux mesures.

Ce mémoire se décompose en trois parties : la première partie est consacrée à un état de l'art des phénomènes mis en jeu dans cette problématique. La seconde partie décrit les moyens expérimentaux et les techniques de mesure utilisés. La troisième partie regroupe l'ensemble des résultats obtenus lors de cette thèse. Elle est divisée en trois chapitres. La définition des conditions aux limites d'injection fait l'objet du premier chapitre. Le deuxième chapitre présente l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus. Pour ce faire un cas de référence est analysé en détail puis est comparé aux autres configurations afin de mettre en évidence l'influence de différents paramètres. Enfin, le dernier chapitre est consacré aux premières simulations réalisées dans le cadre de cette thèse avec le code CEDRE de l'ONERA et aux développements induits.

Partie 1 : ETAT DE L'ART

B - ETAT DE L'ART

B - 1. Les écoulements diphasiques en conduites

La caractéristique la plus remarquable de tout écoulement diphasique est la distribution spatiale des deux phases d'un tel écoulement. Le transport de ce fluide dans un réseau de conduites fait apparaître un écoulement complexe. En effet, plusieurs interfaces d'une grande variété de formes peuvent exister entre les phases. C'est ce que l'on nomme un **régime d'écoulement**.

Les écoulements diphasiques sont aujourd'hui présents dans une multitude de problèmes industriels et leurs caractéristiques sont très différentes d'une application à une autre. En général, ces écoulements diphasiques sont considérés comme un fluide formé de deux constituants, lesquels peuvent être présents selon différents états (solide, liquide ou gazeux). En ce qui concerne cette étude, ce travail ne traite seulement que des mélanges diphasiques liquide – gaz en conduite.

Dans un premier temps, les différents régimes diphasiques liquide – gaz seront présentés, puis deux cartes d'écoulement, qui permettent de déterminer les domaines d'existence des différents régimes d'écoulement en fonction des conditions opératoires, seront introduites.

Hewitt (1978) identifie les différents types de régimes diphasiques à partir des différentes formes que prennent les interfaces gaz/liquide.

De plus, il existe deux orientations majeures de ce type de régime d'écoulement : vertical et horizontal.

B - 1. 1. Les écoulements diphasiques verticaux

Les écoulements diphasiques verticaux se distinguent en deux catégories :

- Les écoulements diphasiques co-courant (le gaz et le liquide se déplacent dans le même sens) ascendant ou descendant.
- Les écoulements diphasiques à contre-courant (le gaz et le liquide se déplacent dans des sens différents).

Parmi ces deux orientations de base, il existe trois principaux régimes d'écoulement :

- l'écoulement à bulles (*bubble flow*) → 1
 - La phase liquide est continue et contient des bulles de gaz dispersées. Les bulles peuvent avoir des dimensions très différentes et peuvent coalescer ou éclater.
 - Ce régime n'apparaît que pour de faibles fractions volumiques de gaz.
- l'écoulement à poches (*plug ou slug flow*) → 2
 - Par rapport à l'écoulement précédent, lorsque la fraction volumique de gaz augmente, les bulles coalescent de plus en plus pour former des poches séparées par des bouchons de liquide.
 - La taille des bulles dans ce régime devient équivalente au diamètre de la conduite. La forme de ces bulles ressemble à une "balle de fusil".
 - Souvent il existe de petites bulles détachées de la grande qui ont des vitesses du même ordre de grandeur.
- l'écoulement annulaire (*annular flow*) → 3, 4, 5 et 6
 - Le liquide se déplace sur la paroi de la conduite, sous forme de film mince et le gaz se déplace sur la partie centrale de la conduite à une vitesse plus grande que celle du liquide.
 - La présence d'instabilités d'interface peut entraîner du liquide sous forme de petites gouttelettes dans la phase gazeuse ou faire pénétrer du gaz sous forme de petites bulles dans le film liquide.

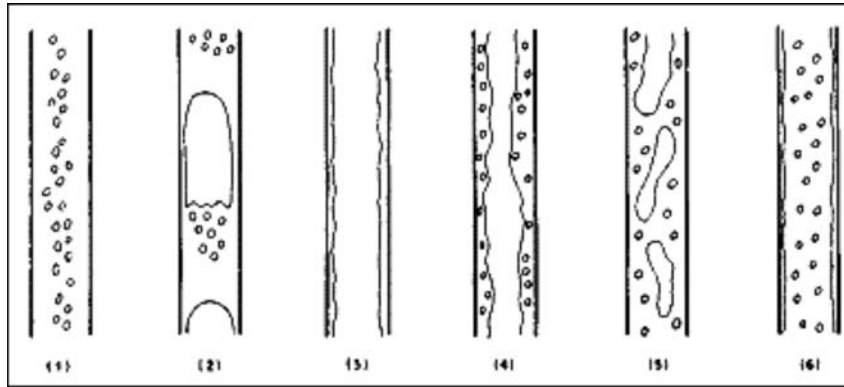


Figure B-1 : Écoulements gaz/liquide en conduites verticales ; (1) Écoulement à bulles, (2) Écoulement à poches, (3) Écoulement annulaire, (4) Écoulement annulaire à bulles, (5) Écoulement annulaire à fibres, (6) Écoulement annulaire dispersé.

B - 1. 2. Les écoulements diphasiques horizontaux

Il existe sept types d'écoulements diphasiques horizontaux :

- l'écoulement à bulles dispersées (*dispersed bubble flow*) → a
 - Il existe des petites bulles de gaz dispersées dans la phase liquide.
 - Si la turbulence de l'écoulement est insuffisante, la poussée d'Archimède a tendance à faire migrer ces bulles vers la partie supérieure de la conduite.
- le régime stratifié (*stratified flow*) → b
 - Les phases en présence sont complètement séparées. La phase liquide se déplace sur la partie inférieure de la conduite tandis que la phase gazeuse se déplace sur la partie supérieure.
 - L'interface, entre ces deux phases, est généralement plate.
- le régime stratifié à vagues (*stratified wavy flow*) → c
 - La vitesse du gaz est supérieure à la vitesse du liquide : le glissement entre les deux phases provoque la création de vagues, plus ou moins régulières, à l'interface.
- l'écoulement à poche (*plug flow*) → d
 - Une (ou des) poche(s) de gaz se crée(nt), en général, sur la partie supérieure de la conduite du fait de la poussée d'Archimède.
 - Comme dans le cas d'écoulements en conduite verticale, ces poches de gaz ont une forme de "balle de fusil" et peuvent être suivies de petites bulles.
- le régime intermittent poche – bouchon (*semi-slug flow*) → e
 - Il y a une fluctuation violente de l'interface qui crée des vagues irrégulières de la phase liquide.
- le régime poche – bouchon (*slug flow*) → f
 - De la même façon que le régime précédent, il y a des fluctuations violentes de l'interface. Les vagues irrégulières, ainsi créées, ont de grandes amplitudes et touchent la paroi supérieure.
- le régime annulaire ou annulaire dispersé ou annulaire à vague (*annular flow*) → g
 - La vitesse du gaz qui circule au centre de la conduite est plus importante que celle du liquide qui s'écoule sur les parois sous forme de film liquide. Cette différence de vitesse d'écoulement provoque la formation d'instabilités d'interfaces à la surface de l'anneau liquide.
 - L'épaisseur du film créé est plus importante sur la paroi inférieure de la conduite du fait de l'effet de la pesanteur.

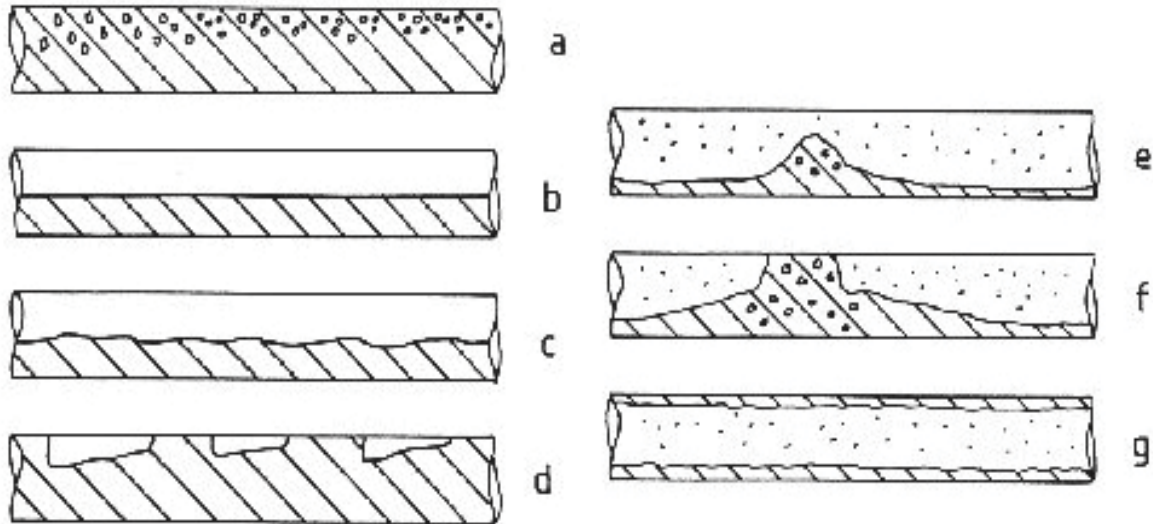


Figure B-2 : Écoulement gaz/liquide en conduite horizontale: (a) Écoulement à bulles, (b) Écoulement stratifié, (c) Écoulement à vagues, (d) Écoulement à poches, (e) Écoulement intermittent poches – bouchons, (f) Écoulement poche – bouchon, (g) Écoulement annulaire

B - 2. Les écoulements annulaires dispersés

B - 2. 1. Paramètres dimensionnels et adimensionnels utilisés

La plupart des nombres adimensionnels ont été établis comme étant le rapport entre différentes forces.

Nombre de Bond
$$Bo = \frac{\text{Effet de gravité}}{\text{Effet de capillarité}} = \frac{\rho_l g h_0^2}{\sigma}$$

Le nombre de Bond caractérise la déformation d'une goutte sous l'effet de son propre poids.

Nombre de Froude
$$Fr = \frac{\text{Force d'inertie}}{\text{Force de pesanteur}} = \frac{U^2}{Dg}$$

Cependant en écoulement diphasique, il existe un nombre de Froude pour chacune des phases. Pour un écoulement diphasique liquide/gaz, on a :

Nombre de Froude (Liquide)
$$Fr_L = \frac{j_l}{\sqrt{g * D}} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_g}}$$

Nombre de Froude (Gaz)
$$Fr_g = \frac{j_g}{\sqrt{g * D}} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g}}$$

Nombre de Laplace
$$La = \frac{1}{Oh^2} = \frac{Re^2}{We} \text{ (Cf. nombre d'Ohnesorge)}$$

Nombre K de Mundo
$$K = We \cdot Oh^{-b} \text{ (avec } b = \frac{2}{5} = 0,4)$$

Nombre d'Ohnesorge
$$Oh = \frac{\text{Force de viscosité}}{\text{Force capillaire}} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l D_l \sigma_l}} = \frac{\sqrt{We}}{Re}$$

Le nombre d'Ohnesorge caractérise la déformation d'une goutte (ou d'une bulle). Il représente le rapport entre le transfert de quantité de mouvement à l'intérieur du fluide et la tension superficielle. Il a la particularité de ne dépendre ni de la vitesse de l'écoulement, ni de la vitesse de la goutte (bulle).

Nombre de Reynolds
$$Re_D = \frac{\text{Force d'inertie}}{\text{Force de viscosité}} = \frac{\rho U D}{\mu}$$

Le nombre de Reynolds caractérise un écoulement d'une longueur caractéristique D , en particulier la nature de son régime (laminaire, transitoire, turbulent). Dans le cas d'une goutte avant impact la vitesse utilisée sera la composante de vitesse normale à la paroi de la goutte et la longueur caractéristique sera le diamètre de la goutte.

Nombre K de Sommerfeld² $K_{som} = \sqrt{We\sqrt{Re}}$

Nombre de Stokes d'une goutte $St = \frac{\text{Temps de réponse des gouttes}}{\text{Temps caractéristique de l'écoulement}} = \frac{t_p}{t_g}$

Nombre de Taylor $Ta = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l} \sqrt{We_g}$

Nombre de Weber $We = \frac{\text{Force d'inertie}}{\text{Force de tension de surface}} = \frac{\rho U^2 L}{\sigma}$

Le nombre de Weber caractérise l'écoulement de fluides à l'interface d'un système multiphasique. Il utilise une vitesse U et une longueur L de référence associées au phénomène étudié.

Par ailleurs, certains paramètres importants sont également adimensionnés, tel que :

Épaisseur de film liquide $H = \frac{h_f}{D_b}$

Paramètre λ $\lambda = \sqrt{\frac{\rho_l \cdot \rho_g}{\rho_w \cdot \rho_a}}$

Paramètre ψ $\psi = \frac{\sigma_a}{\sigma_w} \left[\frac{\mu_l}{\mu_w} \left(\frac{\rho_w}{\rho_l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}}$

Rugosité de la paroi $R = \frac{h_r}{D_b}$

L'épaisseur ainsi que la rugosité du film sont adimensionnées avec le diamètre de la conduite.

Température de surface $T^* = \frac{T_{surf} - T_{eb}}{T_{leid} - T_{eb}}$

Toutefois, il existe également des variables dimensionnelles, tel que :

Moyenne statistique $D_{l,k}$ $D_{l,k} = \left[\frac{\sum_{i=1}^N d_i^l}{\sum_{i=1}^N d_i^k} \right]^{\frac{1}{l-k}}$

Où N et d_i sont respectivement le nombre total de gouttes et le diamètre mesuré de chaque goutte comptabilisée durant l'essai.

Dans ce travail, le D_{32} est considéré comme la moyenne statistique la plus représentative du diamètre des gouttes pour exploiter les résultats expérimentaux. En effet, ce diamètre moyen s'exprime à partir du rapport entre le volume moyen d'une goutte sur la section efficace moyenne d'une goutte. Ainsi, les effets liés aux forces volumiques et ceux liés aux forces de traînée sont mieux pris en compte.

Vitesse superficielle $j = \frac{\dot{Q}_{vol}}{\frac{\pi D^2}{4}}$

Ainsi, la vitesse superficielle gaz est notée j_g et la vitesse superficielle liquide est notée j_l . Si la fraction volumique de liquide est très petite, la vitesse superficielle du gaz j_g est presque identique à la vitesse moyenne du gaz.

² Il est utile de remarquer qu'il existe une relation simple entre le nombre de Mundo (noté K) et le nombre de Sommerfeld (noté K_{som}) : $K = (K_{som})^{1,6}$

B - 2. 2. Représentation caractéristique des écoulements diphasiques

La technique habituelle qui permet de définir la transition des différents régimes d'écoulements consiste à réaliser des expériences en modifiant les conditions opératoires (diamètre des conduites, propriétés des fluides, débits des deux phases, ...) et à observer les écoulements obtenus dans une conduite transparente. Les données ainsi obtenues sont représentées dans un diagramme à deux dimensions où les expérimentateurs essaient **d'identifier les frontières des différents régimes en écoulement établi.**

Certaines de ces représentations sont déjà bien reconnues dans le domaine.

B - 2. 2. 1. Représentation de Baker

Dans cette représentation, les paramètres adimensionnels sont λ et ψ définis précédemment :

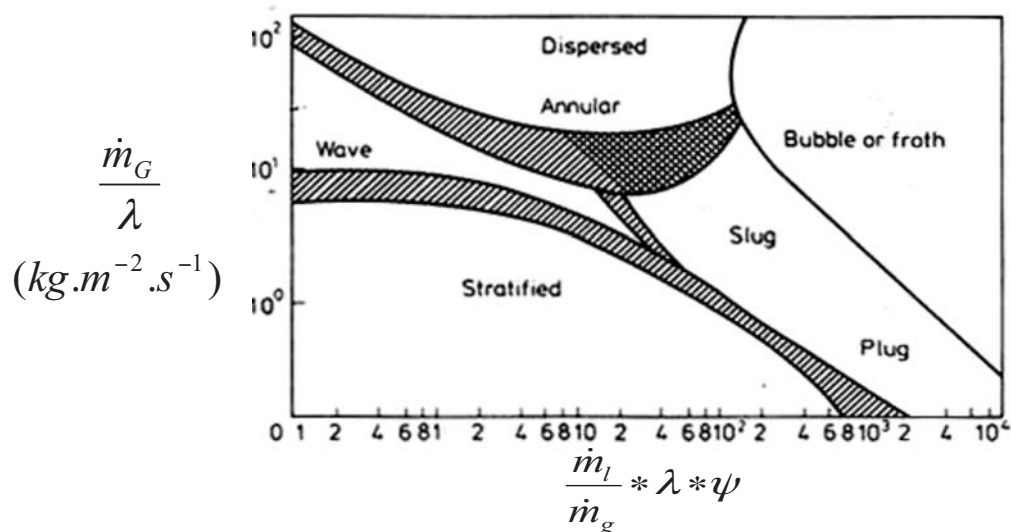


Figure B-3 : Diagramme de Baker (1954) modifié par Scott (1963) d'après Hetsroni (1982a)

avec \dot{m}_g et \dot{m}_l respectivement les flux massiques par unité de surface de gaz et de liquide.

Cette représentation présente l'avantage d'avoir un axe adimensionné et identifie également les transitions entre les différents régimes d'écoulement. La seule transition non représentée sur cette figure est celle entre les régimes annulaire et annulaire dispersé.

B - 2. 2. 2. Représentation de De Leeuw

Cette représentation possède l'avantage d'avoir deux axes adimensionnés puisqu'elle utilise les nombres de Froude du liquide et du gaz. Ces nombres prennent en compte non seulement les vitesses des deux phases, mais aussi le diamètre de la conduite, la pesanteur et les masses volumiques du liquide et du gaz. Ces nombres ont été définis précédemment.

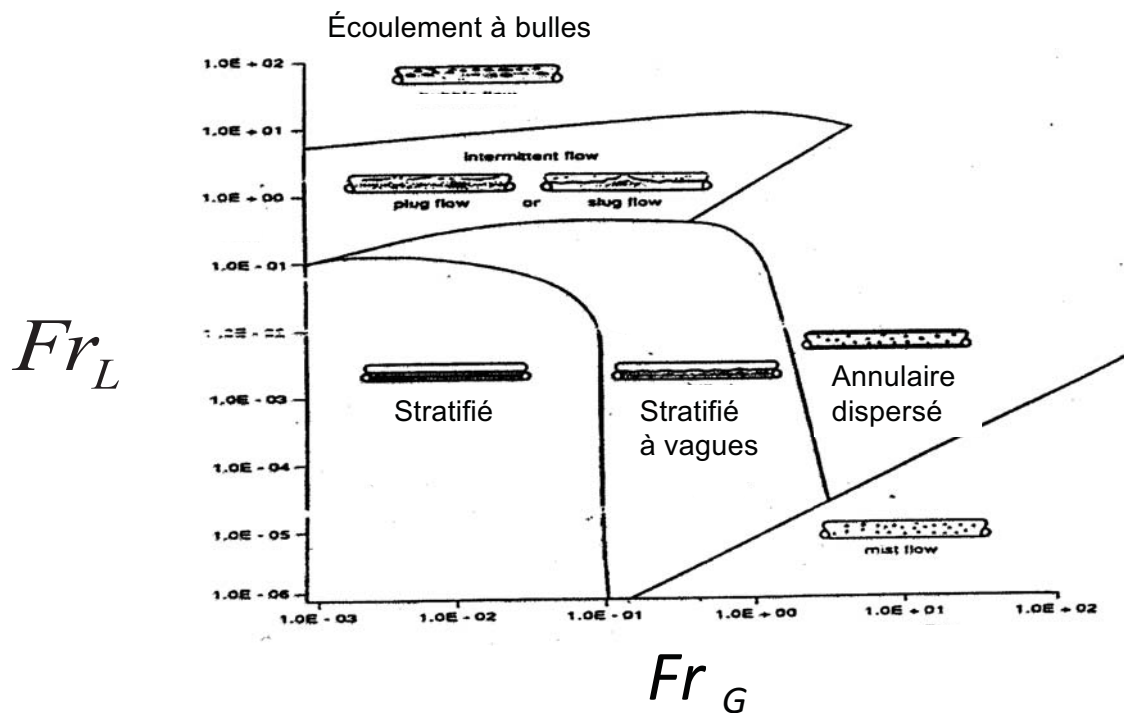


Figure B-4 : Représentation de De Leeuw

B - 3. Les films liquides

B - 3. 1. Généralités

Dans les écoulements diphasiques en conduite, un certain nombre de phénomènes semble être lié à l'épaisseur du film liquide, en d'autres termes à l'épaisseur d'une couche fine de liquide présente sur la paroi du tube. Cette épaisseur est très petite devant le diamètre de la conduite. Dans les écoulements stratifiés, ce film peut être présent sur la partie inférieure d'une conduite horizontale. Cependant, en conduite verticale et pour les écoulements annulaires en conduite horizontale, ce film est réparti plus ou moins uniformément de façon annulaire. D'après Hewitt, Jayanti, et al. (1990), le film est composé d'une région assez lisse (nommé film de base ou substrat) et une zone composée de vagues. Schubring & Shedd (2009) affirment que l'épaisseur de ces deux parties n'évolue pas de la même façon à mesure que l'on augmente le débit liquide : l'épaisseur du film de base reste sensiblement identique tandis que l'épaisseur des vagues augmente.

L'existence d'ondes de surface va induire différents phénomènes qui vont être détaillés par la suite :

- Une modification de la contrainte de cisaillement exercée sur le gaz,
- Une modification du transfert thermique,
- Une apparition de transfert de masse entre le film et le gaz (changement de phase),
- Un échange de matière entre le film et la phase dispersée (entraînement, dépôt).

Dans le cas de cette étude, seuls les transferts de quantité de mouvement et de transfert de masse de type « entraînement » sont considérés.

Dans la présentation qui suit, une description moyenne du film sera tout d'abord examinée suivie d'une description des phénomènes stationnaires.

B - 3. 2. Description moyenne du film

Dans ce paragraphe les paramètres qui sont considérés sont l'épaisseur moyenne du film, la distribution de vitesse dans le film et la contrainte de cisaillement à l'interface gaz/liquide.

B - 3. 2. 1. Travaux de Hewitt (Hetsroni (1982b))

A partir d'un bilan de force appliqué sur la phase gazeuse, Hewitt obtient une relation permettant de relier le cisaillement interfacial avec le gradient de pression longitudinal.

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{2\tau_i}{r_o - \delta} + \frac{1}{\varepsilon_g} \frac{d}{dz} \left(\frac{\dot{m}[x + F_E(1-x)]^2}{\rho_g \varepsilon_g} \right) + g\rho_g \quad (\text{B-1})$$

avec	τ_i	:	contrainte de cisaillement interfacial
	$\frac{dp}{dz}$:	gradient de pression totale
	ρ_g	:	masse volumique de gaz
	ε_g	:	fraction surfacique de gaz par rapport à la section totale
	F_E	:	fraction de liquide entraînée par la phase gazeuse
	\dot{m}	:	débit massique total
	r_o	:	rayon de la conduite
	x	:	fraction massique de gaz
	δ	:	épaisseur du film

Si la perte de charge linéique et le gradient de pression totale ne sont pas connus, la contrainte de cisaillement interfacial peut être estimée à partir de la contrainte de cisaillement dans le fluide.

En effet, en négligeant l'accélération dans le film (d'épaisseur δ), la distribution de la contrainte de cisaillement dans le film liquide peut être déterminée :

$$\tau = \tau_i \frac{r_i}{r} + \frac{1}{2} \left(\rho_l g + \frac{dp}{dz} \right) \frac{r_i^2 - r^2}{r} \quad (\text{B-2})$$

avec $r_i = r_o - \delta$, rayon à l'interface (ou rayon effectif)

Par ailleurs, le profil de vitesse u dans le liquide peut être déterminé en intégrant l'expression suivante : $\tau = \mu_E \frac{du}{dy}$ avec μ_E la viscosité effective et y la distance à la paroi.

- Pour un écoulement **laminaire** et $u = 0$ à $y = 0$:

$$\mu_E = \mu_L \rightarrow u(r) = \frac{1}{\mu_l} \left\{ \left[\tau_i r_i + \frac{1}{2} \left(\rho_l g + \frac{dp}{dz} \right) r_i^2 \right] \ln \left(\frac{r}{r_i} \right) - \frac{1}{4} \left(\rho_l g + \frac{dp}{dz} \right) (r_o^2 - r^2) \right\} \quad (\text{B-3})$$

- Pour un écoulement **turbulent** :

$$\mu_E = \underbrace{\mu_L}_{\text{Partie laminaire}} + \underbrace{\nu_t \rho_l}_{\text{Partie turbulente}} \quad (\text{B-4})$$

avec ν_t : viscosité cinématique turbulente

$$\forall y^+ < 20 : \text{formule de Deissler} \quad v_t = n^2 u y \left[1 - \exp \left(-\rho n^2 \frac{u y}{\mu_L} \right) \right] \quad \text{avec } n \in R$$

$$\forall y^+ > 20 : \text{formule de Von Karman} \quad v_t = k \frac{\left(\frac{du}{dy} \right)^3}{\left(\frac{d^2 u}{dy^2} \right)^2} \quad \text{avec } k \in R$$

$$\text{Avec } y^+ = \frac{\rho_l U_l^* y}{\mu_l} \text{ et } U_l^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_l}}$$

Puis le débit de film liquide est obtenu à l'aide de l'expression suivante : $\dot{M}_{fl} = \int_0^\delta 2\pi r \rho_l u dy$

- Pour un écoulement laminaire :

$$\dot{M}_{fl} = \frac{2\pi \rho_l}{\mu_l} \left\{ \left[\tau_i r_i + \frac{1}{2} \left(\rho_l g + \frac{dp}{dz} \right) r_i^2 \right] \left[\frac{1}{4} (r_o^2 - r_i^2) - \frac{1}{2} r_i^2 \ln \frac{r_o}{r_i} \right] - \frac{1}{16} \left(\rho_l g + \frac{dp}{dz} \right) (r_o^2 - r_i^2)^2 \right\} \quad (\text{B-5})$$

- Pour un écoulement turbulent, l'intégration doit être effectuée numériquement.

Sachant que du point de vue expérimental, le débit de film est connu (si il n'y a plus de phase dispersée), cette expression permet alors, en s'appuyant sur l'expression (B-1) faisant intervenir le gradient de pression, de déterminer la valeur de l'épaisseur du film ($r_i - r_0$) (ou δ). Toutefois, cela nécessite un modèle de fermeture pour déterminer le gradient de pression longitudinal et la contrainte de frottement à l'interface.

B - 3. 2. 2. Travaux de Wallis (1970)

Il est usuel d'évaluer le rapport $\frac{F_i}{f_g}$ (avec f_g frottement pariétal obtenu en absence de liquide).

Ainsi Wallis (1970) a proposé l'expression suivante, en fonction de l'épaisseur du film δ , valable dans le cas d'écoulements annulaires en conduite cylindrique :

$$\frac{F_i}{f_g} = \left(1 + 360 \frac{\delta}{D} \right) \quad (\text{B-6})$$

Dans le cas d'une conduite cylindrique lisse, le frottement pariétal f_g peut se calculer en utilisant la relation $\tau_w = \frac{1}{2} f_g \rho_g U_g^2$ qui n'est autre qu'un cas particulier de la relation $\tau_i = f (F_i)$. Pour des nombres de Reynolds compris entre 4000 et 10^5 , le frottement pariétal s'obtient à l'aide de la relation de Blasius :

$$f_g = \frac{1}{4} [100 Re_g]^{-0,25} \quad (\text{B-7})$$

Wallis modifie sa formule (Bharathan & Wallis (1983)) et développent une expression qui prend également en compte la tension superficielle σ :

$$F_i = f_g + A \delta^{*B}$$

$$\text{Avec } A = 0,56 + \frac{9,07}{D^*} \text{ et } B = 1,63 + \frac{4,74}{D^*} \quad (\text{B-8})$$

$$\text{où } \delta^* = \frac{\delta}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_g - \rho_l)}}} \text{ et } D^* = \frac{D}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_g - \rho_l)}}}$$

Le but est de tenter de rendre compte au maximum de la complexité :

- des déformations de l'interface
- des transferts de quantité de mouvement

B - 3. 2. 3. Travaux de Foucart (1998)

Foucart (1998) propose de reconstruire le profil de vitesse dans le film par un développement limité du deuxième ordre en fonction des conditions aux limites puis de remonter par étape à la contrainte de cisaillement interfacial.

Ce développement limité correspond au profil de Poiseuille et présente l'avantage de décrire correctement l'écoulement ondulé de la surface d'un film Mudawar & Houpt (1993).

$$\vec{u}(z) = \vec{u}(0) + z \left. \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \right|_{z=0} + \frac{z^2}{2} \left. \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial z^2} \right|_{z=0} \quad (\text{B-9})$$

En utilisant la définition des conditions aux limites à la paroi (p) et à l'interface (i), Foucart (1998) obtient le profil de vitesse en fonction de la hauteur du film δ (film de base + moyenne sur la hauteur des vagues), de la vitesse à l'interface u_i , de la vitesse à la paroi u_p et de la contrainte de cisaillement à la paroi τ_p :

$$\vec{u}(z) = \vec{u}_p + z \left(\frac{2(\vec{u}_i - \vec{u}_p)}{\delta} - \frac{\tau_p}{\mu_l} \right) + z^2 \left(\frac{\tau_p}{\delta \mu_l} - \frac{2(\vec{u}_i - \vec{u}_p)}{\delta^2} \right) \quad (\text{B-10})$$

Si la vitesse débitante du film u_f est connue, la vitesse à l'interface peut être déterminée en fonction de la contrainte interfaciale :

$$\vec{u}_i = \frac{3\vec{u}_f - \vec{u}_p}{2} + \frac{\delta \tau_i}{4 \mu} \quad (\text{B-11})$$

Ainsi, la contrainte de cisaillement à la paroi peut s'écrire en fonction de la contrainte interfaciale :

$$\vec{\tau}_p = \mu_l \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \mu_l \left(\frac{3(\vec{u}_l - \vec{u}_p)}{\delta} - \frac{\vec{\tau}_w}{2\mu_l} \right) \quad (\text{B-12})$$

B - 3. 2. 4. Travaux de Giroud-Garapon (2003)

Par analogie aux écoulements monophasiques, la présence d'ondes de surface au niveau de l'interface gaz/film-liquide peut être modélisée en terme de rugosité équivalente. Giroud-Garapon (2003) reprend cette approche utilisée précédemment par Ellis & Gay (1959), Charnock (1955), Rosant (1983), Sinai (1983), Himmelsbach, Noll, et al. (1994). Ainsi, le coefficient de frottement à l'interface air-liquide peut être recalculé en tenant compte de la présence du film liquide. En effet, la rugosité introduite vient modifier la loi logarithmique de paroi utilisée pour calculer le frottement de l'écoulement gazeux :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C(Re_{\kappa i}) \quad (\text{B-13})$$

κ étant la constante de Von-Karman égale à 0,4 et $Re_{\kappa i}$ le nombre de Reynolds de rugosité :

$$Re_{\kappa i} = \frac{(u^* \kappa_i)}{v_g} \quad (\text{B-14})$$

Trois régimes de rugosité sont alors définis, donnant différentes valeurs de $C(Re_{\kappa i})$:

$$\begin{aligned} C(Re_{\kappa i}) &= 5,15 && \text{pour } 0 < Re_{\kappa i} \leq 5 \\ C(Re_{\kappa i}) &= 1,5497 + 19,1 \log(Re_{\kappa i}) - 14,4339 [\log(Re_{\kappa i})]^2 && \text{pour } 5 < Re_{\kappa i} \leq 70 \\ &3,30869 [\log(Re_{\kappa i})]^3 - \frac{1}{\kappa} \ln(Re_{\kappa i}) && (\text{B-15}) \\ C(Re_{\kappa i}) &= 8,5 - \frac{1}{\kappa} \ln(Re_{\kappa i}) && \text{pour } Re_{\kappa i} > 70 \end{aligned}$$

Ces équations aboutissent à une correction de la contrainte de cisaillement sans film τ_g fournie par les codes de calcul via la loi déficitaire de paroi (Cousteix (1975)) :

$$\frac{1}{\sqrt{\tau_i}} = \frac{1}{\sqrt{\tau_g}} + \frac{C(Re_{\kappa i}) - 5,15}{U_g \sqrt{\rho_g}} \quad (\text{B-16})$$

Dans son travail sur l'étude du comportement d'un film liquide dans une chambre de combustion, Giroud-Garapon (2003) souligne le lien très fort entre l'amplitude des instabilités et les grandeurs telles que le frottement du gaz sans film τ_g , l'épaisseur moyenne du film liquide δ , la vitesse débitante du film U_l , la viscosité dynamique du liquide μ_l et la tension superficielle σ . A partir d'une analyse adimensionnelle et de résultats expérimentaux, il établit une relation modélisant l'amplitude A des instabilités :

$$\frac{A}{\delta} = 1,136 Re_l^{0,111} \left[1 - 20,456 \left(\frac{\tau_g \delta}{\sigma} \right)^{1,048} \right] \quad (\text{B-17})$$

Le domaine de validité de cette corrélation est donné par les restrictions suivantes :

$$35 < \delta < 250 \text{ (}\mu\text{m)} ; 2 < \tau_g < 14 \text{ (Pa)} ; 7 < Re_l < 50$$

A partir de cette amplitude, qu'il propose d'assimiler à une rugosité équivalente ($A = K_i$), il suggère de l'utiliser pour venir modifier la loi logarithmique de paroi présentée plus haut et de suivre alors la même approche que Himmelsbach (1994).

B - 3. 2. 5. Travaux de Schubring (2009)

A partir d'une étude expérimentale réalisée pour trois conduites différentes de diamètres internes de 8,8 mm, 15,1 mm et 26,3 mm et un écoulement diphasique air – eau, Schubring (2009) établit des corrélations permettant de calculer le débit de film, son épaisseur du film et sa distribution entre la partie haute et basse de la conduite. Ces essais sont réalisés à pression atmosphérique et les vitesses superficielles de gaz sont comprises entre 28 et 86 m.s⁻¹ et celle du liquide entre 0,045 et 0,30 m.s⁻¹.

L'épaisseur de la partie film de base peut s'exprimer :

- avec une première expression indépendante des caractéristiques de la phase liquide (Schubring (2009)):

$$\delta = 12,5 D Re_g^{-\frac{2}{3}} \quad (\text{B-18})$$

ou

- à l'aide d'une corrélation empirique (valable dans une gamme limitée aux expériences de Schubring (2009)) qui présentent l'avantage de prendre en compte la phase liquide :

$$\frac{\delta}{D} = 4,7 \frac{1}{x} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{3}} Re_g^{-\frac{2}{3}} \quad (\text{B-19})$$

- avec x : titre (dans le cas de vapeur) ou fraction massique de gaz (= rapport du débit massique de gaz sur le débit massique total)
- δ : épaisseur moyenne du film de base sur 4 mesures (en haut, en bas et sur les deux côtés de la conduite)

Les auteurs proposent une expression basée sur un nombre de Froude modifié pour exprimer la dissymétrie, par rapport à cette épaisseur moyenne :

$$\frac{\delta_{haut}}{\delta_{bas}} = 1 - \exp \left(-0,63 \left(\frac{\rho_g j_g}{\rho_l \sqrt{g \delta}} \right) \right) \quad (\text{B-20})$$

- avec δ_{bas} : épaisseur du film de base mesurée sur la partie base de la conduite
- δ_{haut} : épaisseur du film de base mesurée sur la partie haute de la conduite

En parallèle, Schubring (2009) expriment le débit de film par la relation suivante (x étant la fraction massique de gaz) :

$$\dot{M}_{fl} = \pi D \delta \sqrt{\tau_p \rho_l} \left(\frac{1}{2} - \frac{x^{0,25}}{3} + \frac{x^{0,25}}{24} \right) \quad (\text{B-21})$$

La connaissance du débit de film, ainsi que la fraction massique de gaz permet de déterminer le produit $\delta \sqrt{\tau_{paroi}}$, ce qui permet d'accéder à la vitesse interfaciale u_i

$$u_i = \left(1 - \frac{x^{0,25}}{6} \right) \frac{\delta}{\nu_l} \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_l}} \quad (\text{B-22})$$

- Avec x : fraction massique de gaz
- ν_l : viscosité cinématique du liquide
- τ_p : contrainte de cisaillement à la paroi

Par ailleurs, il peut être remarqué que Schubring (2009) utilisent la même expression que Hewitt (Hetsroni (1982b)) (en négligeant le terme lié à la gravité) pour exprimer le cisaillement à la paroi (r = rayon de conduite) à l'aide du gradient de pression, de la contrainte interfaciale et de l'épaisseur du film :

$$\tau_p = \tau_i \frac{r_i}{r_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{dp}{dz} \right) \frac{r_i^2 - r_0^2}{r_0} \quad (\text{B-23})$$

Schubring (2009) proposent également une expression du coefficient de frottement interfacial en s'inspirant des travaux de McAdams:

$$F_i = 0,04 \Phi_{RR} Re_{shear}^{-0,20} \quad (\text{B-24})$$

où

- Φ_{RR} un coefficient qui dépend de la rugosité, fixé à 1,284 par les auteurs.
- Re_{shear} est un nombre de Reynolds gaz basé sur le « diamètre effectif » de la conduite ($D - 2\delta$) et la vitesse relative entre la vitesse superficielle du gaz (basé sur ce même diamètre effectif).
- Avec

$$F_i = \frac{\tau_i}{\frac{1}{2} \rho_g (U_g - U_l)^2} \quad (\text{B-25})$$

B - 3. 3. Analyse des phénomènes instationnaires

Liées au cisaillement entre le gaz et le film, des instabilités apparaissent au niveau de l'interface. Ces phénomènes vont être à l'origine d'arrachement provoquant un transfert de masse du film vers la phase dispersée.

B - 3. 3. 1. Description des ondes de surface

La structure de ces ondes de surfaces est définie par Hanratty (1982), Asali & Hanratty (1993) et Webb & Hewitt (1975). Il existe notamment des ondes dites :

- Bidimensionnelles qui sont cohérentes sur la circonférence
- Tridimensionnelles qui ne sont pas cohérentes sur la circonférence

La fréquence de ces ondes de surface est fonction du débit d'air/liquide mais diminue avec la distance à l'injection du liquide.

La vitesse des ondes de surface est fonction du débit d'air/liquide et décroît avec la hauteur du film.

Il existe différents **types d'ondes de surfaces** :

- « à clapotis » (Asali (1993))
- « à vagues » (Ariyadasa & Rezkallah (2001))

Dans ces ondes dites « à vagues », il existe les vagues

- régulières :
 - o l'onde de surface est bien définie
 - o la vitesse du gaz est importante
 - o il existe une forte interaction gaz/liquide
- doubles :
 - o deux types d'instabilités coexistent
 - o il y a une faible interaction gaz/liquide

B - 3. 3. 1. 1. Onde linéaire

D'après Hetsroni (1982c), la simple différence de masse volumique ou de vitesse entre les deux phases en présence peut entraîner des instabilités d'interface dites instabilités de Kelvin – Helmholtz. En se plaçant dans le référentiel lié aux structures générées par cette instabilité dite primaire, Dimotakis (1986) détermine une expression pour la vitesse de propagation V_c des ondes longitudinales :

$$V_c = \frac{U_g \sqrt{\rho_g} + U_l \sqrt{\rho_l}}{\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l}} \quad (\text{B-26})$$

Hetsroni (1982c) propose une expression qui fait intervenir le nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et la tension superficielle σ :

$$V_c = \frac{U_g \rho_g + U_l \rho_l}{\rho_g + \rho_l} \pm \left[C_\infty^2 - \rho_l \rho_g \left(\frac{U_g - U_l}{\rho_g - \rho_l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B-27})$$

$$\text{où } C_\infty^2 = \frac{g}{k} \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l + \rho_g} + \frac{\sigma k}{\rho_l + \rho_g}$$

A la suite de ces instabilités qui se créent sous formes de vagues dans le sens de l'écoulement, il existe une déstructuration de ces vagues dans le sens transverse due à l'accélération axiale de ces ondes longitudinales : c'est l'instabilité dite de Rayleigh – Taylor.

Cette instabilité intervient sous certaines conditions. Ainsi l'écoulement doit être stratifié et il existe :

- soit une différence de masse volumique entre les deux phases en présence
- soit une accélération perpendiculaire à l'interface

L'interface est dite **instable** si la longueur d'onde λ est supérieure à la longueur d'onde critique λ_c

avec
$$\lambda_c = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}} \quad (\text{B-28})$$

Pour les systèmes confinés, le système est stable si $\frac{\lambda_c}{2} > D$ avec D, dimension caractéristique latérale.

Pour les systèmes air/eau, **le système est instable si $D > 0,86 \text{ cm}$.**

B - 3. 3. 1. 2. Onde non linéaire

Un film qui s'écoule ondule lorsque le gaz s'écoule plus vite que le liquide. L'ordre de grandeur de l'amplitude de la longueur d'onde est :

avec
$$\lambda \approx \frac{3\pi\sigma}{\rho_g(U_g - U_l)^2} \quad (\text{B-29})$$

Plus la vitesse du gaz croît, plus les ondes sont dites de « rouleau ». Il existe une vitesse de gaz critique U_G , qui déclenche la formation de ces ondes :

$$U_G = c \frac{\sigma}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} N_\mu Re_l^{-\frac{1}{3}} \quad (\text{B-30})$$

Avec

- $c = 0,36$ pour les écoulements horizontaux et $c = 54$ pour les écoulements verticaux
- le nombre de viscosité $N_\mu = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_l \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g \Delta \rho}}}}$
- $Re_1 = \frac{\rho_l j_l D}{\mu_l}$

Pour étudier ces ondes une première approche consiste à utiliser la méthode des petites perturbations utilisant une décomposition harmonique sinusoïdale (avec un nombre d'onde k), de faibles amplitudes et répondant linéairement aux différentes excitations. → C'est **la théorie de stabilité linéaire**. Elle permet d'aboutir à une équation du type Orr-Sommerfeld, dont la solution peut être décomposée en une solution moyenne à laquelle sont ajoutés deux termes : l'un traduit une évolution linéaire et l'autre traduit une évolution non linéaire.

Cette théorie n'est valable que dans l'hypothèse de perturbations de faibles amplitudes. Mais dans la plupart des études qui concernent le ruissellement d'un film liquide avec un écoulement co-courant d'air à grande vitesse, cette hypothèse n'est plus valable. En effet, l'amplitude des vagues peut être supérieure à 50 % de la hauteur moyenne du film.

B - 3. 3. 2. Mécanisme d'entraînement

B - 3. 3. 2. 1. Travaux d'Hetsroni (1982d)

D'après cet auteur (Hetsroni (1982d)), il existe cinq grands mécanismes d'entraînement du film liquide par la phase gazeuse :

- le cisaillement de la surface (*Roll wave*)
- la pénétration du film par le gaz (*Wave undercut*)
- l'éclatement de bulles de gaz (*Bubble burst*)
- la pénétration de larges gouttes (*Liquid impingement*)
- la désintégration de larges gouttes par le gaz [pour les écoulements à contre courant] (*liquid – Bulge disintegration*)

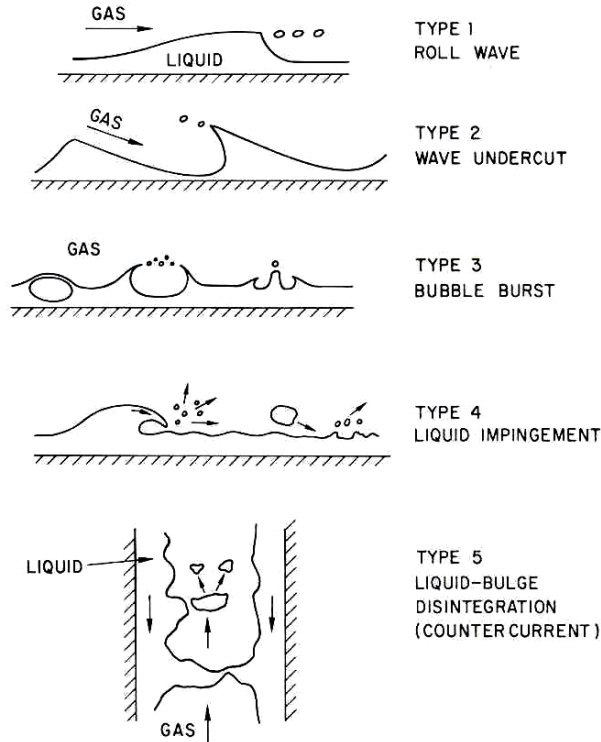


Figure B-5 : Les différents mécanismes d'entraînement (schéma proposé par Ishii & Grolmes (1975))

Pour une gamme de Reynolds liquide $Re_L > (1500 - 1750)$ avec $Re_L = \frac{\rho_L j_L D}{\mu_L}$, le film devient complètement turbulent et irrégulier. Le flux critique de gaz j_G se détermine de la façon suivante, suivant les gammes de nombre de Reynolds étudiées et les mécanismes associés :

Pour $Re_L > 1635$, le mécanisme principal d'entraînement est du « type 1 », le cisaillement de la surface :

$$\frac{\mu_L j_G}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} = \begin{cases} N_\mu^{0,8} \text{ pour } N_\mu < \frac{1}{15} \\ 0,115 \text{ pour } N_\mu > \frac{1}{15} \end{cases} \quad (\text{B-31})$$

Pour $Re_L < 1635$, l'écoulement dans le film est très perturbé par la phase gazeuse, puisque la différence de vitesse entre les deux phases est de plus en plus grande. Ainsi, le flux critique de gaz s'exprime en fonction de nombre de Reynolds liquide :

$$\frac{\mu_L j_G}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} = \begin{cases} 11,78 N_\mu^{-\frac{1}{3}} Re_L \text{ pour } N_\mu < \frac{1}{15} \\ 1,35 Re_L^{-\frac{1}{3}} \text{ pour } N_\mu > \frac{1}{15} \end{cases} \quad (\text{B-32})$$

Pour $Re_L < 160$ pour les écoulements horizontaux (< 2 pour les écoulements verticaux), la différence de vitesse des deux phases est telle qu'il est nécessaire de baser la corrélation sur le mécanisme de « type 2 », la pénétration du film par le gaz :

$$\frac{\mu_L j_G}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} = 1,5 Re_L^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{B-33})$$

Cependant, il existe un nombre de Reynolds minimum en dessous duquel aucun mécanisme d'entraînement n'est possible, car les vagues ne pénètrent pas dans la couche limite de la phase gazeuse. Ainsi l'énergie transférée du film à la phase gazeuse peut être caractérisée par le rapport entre l'épaisseur du film et l'épaisseur de la couche limite aérodynamique. A partir de cette caractérisation, le nombre de Reynolds minimum ci-dessous est obtenu :

$$Re_{L \min} = 155 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,75} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{1,5} \quad (\text{B-34})$$

B - 3. 3. 2. 2. Modèle d'atomisation primaire d'un film liquide par arrachement

D'après Ishii (1975), l'**atomisation** est liée à la pénétration du liquide dans la couche limite du gaz. L'auteur a développé une formule du nombre de Reynolds critique du film liquide en fonction de y^+ , des masses volumiques de chacune des phases et du rapport des viscosités cinématiques.

$$Re_{\text{film liquide critique}} = \left(\frac{y^+}{0,347} \right)^{1,5} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,75} \left(\frac{\eta_G}{\eta_L} \right)^{1,5} \quad (\text{B-35})$$

avec $y^+ \approx 10$ d'après Ishii (1975)

L'atomisation par cisaillement est principalement pilotée par la vitesse relative entre la phase liquide et la phase gazeuse. Cette vitesse relative provoque la création d'instabilités, dite « primaires », de type Kelvin – Helmholtz, sous forme de vagues. Puis, ces vagues subissent des instabilités dans le sens transverse, dites « secondaires », de type Rayleigh - Taylor, et créent ainsi des ligaments. Sous l'action de la phase gazeuse, ce ligament s'étire jusqu'à ce qu'il soit suffisamment fin et qu'une partie de celui-ci se sépare et forme des gouttes.

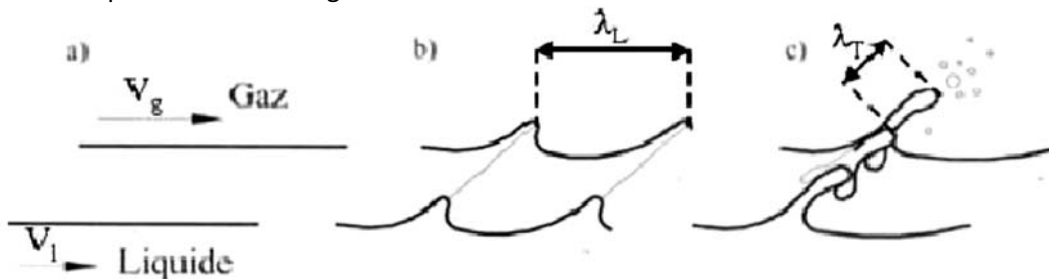


Figure B-6 : Illustration de la déstabilisation d'un film liquide s'écoulant sur une paroi par un écoulement de gaz d'après Hong (2003)

Chacune de ces instabilités possède une longueur d'onde : λ_L pour les instabilités longitudinales et λ_T pour les instabilités transverses.

L'épaisseur caractéristique de ce phénomène est nommée épaisseur de vortacité δ_w . Celle-ci peut se décomposer en deux parties : une épaisseur de pénétration de la phase gazeuse dans la phase liquide, et une épaisseur de couche limite du gaz à la surface du liquide.

Celle-ci influence directement les longueurs d'onde des instabilités :

$$\lambda_L \propto C_L \delta_w \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}}$$

avec C_L préfacteur. D'après Raynal (1997), le préfacteur est de l'ordre de 4 pour un fluide non visqueux par analyse de stabilité linéaire. Ben Rayana (2007) proposent, d'après des données expérimentales, $C_L \approx 1,4 \pm 0,3$, ce qui est proche de ce que Marmottant (2001) propose : $C_L \in [1; 2]$. Enfin, Lalo (2006) a effectué des expériences sur des films liquides minces de 300 μm à 1 mm et a trouvé un préfacteur de 0,12 pour le film de 300 μm et de 0,06 pour le film de 1 mm, ce qui est

bien inférieur (près d'un facteur 10) aux résultats précédents. Lalo (2006) arrive à la conclusion que le modèle d'instabilité de Kelvin – Helmholtz proposé par Raynal n'est pas directement transposable sur le cas de films liquides minces, et que l'influence de l'épaisseur du film liquide ne doit pas être négligée et doit être incorporée dans le modèle.

En effet, Lalo (2006) montre que les longueurs d'onde (et particulièrement la longueur d'onde longitudinale) augmentent avec l'épaisseur du film liquide (un rapport 10 sur les longueurs d'onde longitudinale entre les films de 1 mm et 10 mm).

Cependant, cette épaisseur de vorticité influence également les instabilités transverses :

- $\lambda_T = 3 \delta_w \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{\frac{1}{3}} We_{\delta_w}^{-\frac{1}{3}} \propto \sigma^{\frac{1}{3}} V_G^{-1}$ (relation obtenue par analyse de stabilité linéaire du point de vue des instabilités de Faraday par Marmottant (2001)). De plus, le diamètre des gouttes est de l'ordre du diamètre des ligaments : $D_{10} \approx 0,1 \lambda_T$ (Corrélation empirique de Marmottant (2001))
- $\lambda_T = C_T \delta_w \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{\frac{1}{4}} We_{\delta_w}^{-\frac{1}{3}} \propto \sigma^{\frac{1}{2}} V_G^{-\frac{5}{4}}$ si $V_G \gg V_L$ avec $C_T = 6,15$ (relation obtenue par Hong (2003)). De même, Hong (2003) propose un ordre grandeurs pour la taille des gouttes issues des ligaments : $D_{32} \propto V_G^{-n}$ avec $1,2 < n < 1,25$. (et Varga, Lasheras, et al. (2003) proposent $n \approx 1,3$).

En résumé, la tension de surface est, d'une part, stabilisante car elle est contre l'effet de déformation de surface, mais, d'autre part, elle est déstabilisante dans les instabilités de Rayleigh. En revanche, la viscosité est stabilisante car elle inhibe le taux de croissance des instabilités en diminuant le taux d'amplification de l'instabilité (Betchov & Szewczyk (1963)).

B - 3. 1. Méthodes numériques utilisées pour simuler le comportement de film pariétaux

Différentes méthodes numériques peuvent être envisagées pour simuler le comportement de films liquides en paroi. Celles-ci vont de la simulation directe utilisant les méthodes Volume Of Fluid (VOF) ou Level Set aux méthodes utilisant des hypothèses simplificatrices. La première catégorie nécessite une discrétisation spatiale très fine pour capturer l'ensemble des phénomènes. Ceci induit rapidement un coût de calcul important si l'on s'intéresse à des géométries industrielles tridimensionnelles. Ainsi ce type de méthode ne sera pas considéré dans ce travail.

Dans les codes de simulation industrielle, deux approches sont généralement rencontrées. La première appelée « Méthode Lagrangienne », consiste à considérer que le film est un ensemble de disques liquides d'une certaine épaisseur qui sont déplacés par l'action du gaz environnant (O'Rourke et Amsdem, Kalantari & C. Tropea (2007)). La deuxième appelée « Méthode Eulérienne Intégrale » consiste à assimiler le film à une entité surfacique. (Bai et Gosman, Stanton et Rutland, Foucart (1998)).

B - 3. 1. 1. Approche Lagrangienne

Cette approche consiste à considérer les gouttes impactant la paroi et remplissant la condition de dépôt comme des disques ruisselant à sa surface et pouvant s'y évaporer. Toutes les gouttes se transforme, au moment de l'impact, en un disque liquide de diamètre D_f et d'épaisseur e_f et se déplaçant à la vitesse V_f . Kendall propose la corrélation suivante pour déterminer le diamètre du disque :

$$D_F = D_p \sqrt{\frac{12 + We_i}{18}} \cos \left[\frac{1}{3} \text{Arcos} \left(- \frac{36\sqrt{2}}{(12 + We_i)^{1,5}} \right) \right]$$

Par conservation de la masse, l'épaisseur du disque est alors égal à :

$$e_f = \frac{2D_p^3 \rho_{l,i}}{3 D_F^2 \rho_l}$$

Où $\rho_{l,i}$ représente la masse volumique du liquide avant l'impact.

Cependant, à l'impact, les gouttes incidentes peuvent coalescer pour former un film. Kalantari propose le modèle suivant pour l'évolution de ce film avec $\xi = 4$ et $\gamma = -0,5$, (paramètres évalués empiriquement) :

$$h_f = \xi d_{30b} Re^{-0,5} \left(\frac{\dot{q}}{V_{nb}} \right)^{-\gamma} \quad (\text{B-36})$$

h_f : épaisseur du film

\dot{q} : Flux surfacique de goutte

Re : Nombre de Reynolds

V_{nb} : Vitesse normale de la goutte incidente

Ce type d'approche présente l'avantage de pouvoir être facilement couplé à un calcul Lagrangien pour la phase dispersée. En revanche, les temps caractéristiques liés au déplacement des disques en paroi sont beaucoup plus importants que ceux de la phase dispersée. Ainsi, il est nécessaire d'avoir un temps de calcul parfois prohibitif pour atteindre un état convergé. De plus, lorsque le flux impactant devient plus important que le flux débitant au niveau du film, il se produit une accumulation qui augmente le temps de calcul et entraîne des solutions non physiques. Cette méthode est donc plus adaptée au cas où la fraction volumique liquide est très faible.

B - 3. 1. 2. Approche Eulérienne Intégrale

Dans cette approche le film est considéré comme une entité surfacique et donc possède une épaisseur virtuelle. Deux hypothèses principales sont faites :

- L'épaisseur du film est très petite devant la longueur d'onde de l'écoulement ($\frac{\delta}{\lambda} = \varepsilon$)
- Le nombre de Reynolds lié au film est suffisamment petit pour considérer que l'écoulement soit laminaire. Seules les conditions aux limites du champ aérodynamique sont modifiées.

Dans cette approche il existe différents niveaux de résolution :

- Méthode à une équation : Dans ce cas, il est considéré que le terme d'inertie dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement est négligeable devant les forces extérieures (pression, gravité, viscosité). Ceci est le cas pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 100. On est alors dans un régime de lubrification. Ainsi, le film est à l'équilibre local et la seule variable du problème est l'épaisseur du film qui est obtenue à partir de l'équation de conservation de la masse. De plus, un profil de vitesse parabolique est utilisé pour décrire la distribution de vitesse dans le film.
- Méthode à deux équations (ou équations de St Venant) : Dans le cas où la vitesse du film augmente, les forces d'inertie peuvent ne plus être négligeables devant les autres termes. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000 correspondant à un régime d'écoulement laminaire, il est possible de résoudre simultanément une équation de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Comme précédemment un profil de vitesse parabolique est utilisé.

Cette approche présente l'avantage de ne pas dépendre de la quantité de liquide s'écoulant en paroi. Bien que le couplage avec un calcul Lagrangien pour la phase dispersée soit moins direct, il est possible de développer simplement des modèles d'interaction. Cette approche peut permettre des calculs sur des géométries complexes avec un temps de calcul réaliste. Cette technique peut également être étendue pour calculer des phénomènes instationnaires à la surface du film.

B - 4. Comportement de la phase dispersée

B - 4. 1. Généralités – description des phénomènes

Il existe un échange de matière entre la phase dispersée (brouillard) et le film pariétal par :

- **arrachement de matière** qui dépend :
 - des instabilités liées aux effets de gravité
 - de la tension superficielle (capillarité)
 - du gradient de vitesse

Si cet arrachement a lieu dans le film, il est dit primaire, mais si de petites gouttes sont issues de ces gouttes primaires, elles sont dites secondaires. L'atomisation secondaire sera développée par la suite.

- **Impact de goutte** qui dépend :
 - Des caractéristiques des gouttes elles-mêmes (leurs vitesses, angles, diamètres, ...)
 - Des caractéristiques de la paroi (épaisseurs de films, température, ...) : Rebond, dépôt, éclaboussement

Les caractéristiques de la phase dispersée sont donc fonction du débit du liquide, du diamètre de la conduite, de la viscosité ainsi que de la tension superficielle.

Deux méthodes de simulation sont généralement rencontrées dans la littérature. La première consiste à suivre chaque goutte ou paquet de gouttes au cours de son déplacement (approche Lagrangienne). La seconde méthode consiste à résoudre plusieurs équations (masse, quantité de mouvement, énergie) supplémentaires pour la phase dispersée (approche Eulérienne). Dans ces deux cas des termes sources sont utilisés pour la phase gazeuse et la phase liquide pour tenir compte des échanges de quantité de mouvement, de matière ou d'énergie entre le liquide et le gaz.

B - 4. 2. Modèle de transport de gouttes (Cesco (1997))

Dans le cadre d'un écoulement dispersé, des gouttes (particules p) sont transportées par le gaz. L'approche qui permet de décrire la trajectoire d'une goutte consiste à considérer la particule comme étant un système cohérent soumis à l'action de forces extérieures. C'est une approche dite Lagrangienne du comportement de la goutte.

Dans un référentiel galiléen, le mouvement d'une particule est alors régi par l'équation fondamentale de la dynamique (ou deuxième loi de Newton) :

$$m_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = \sum \vec{F}_{ext} \quad (\text{B-37})$$

Les forces extérieures peuvent être décomposées en deux catégories :

- Les forces volumiques qui ne concernent ici que le poids de la particule.
- Les forces surfaciques qui rassemblent l'ensemble des actions du fluide sur la particule.

B - 4. 2. 1. Équation de BBO

Les premiers travaux sur le mouvement des particules ont été menés par Poisson en 1831. Il a étudié le comportement d'une sphère rigide dans un écoulement potentiel sinusoïdal. Ses recherches sur le mouvement du pendule avaient pour objectif l'amélioration de la précision des horloges. En 1851, Stokes écrit une équation qui décrit le mouvement sinusoïdal d'une sphère dans un fluide visqueux. Il est le premier à proposer une expression du coefficient de traînée pour une sphère. Des auteurs comme Boussinesq en 1885 ou Basset en 1888 ont ensuite cherché à généraliser l'équation de Stokes pour décrire le mouvement quelconque d'une sphère, d'une bulle ou d'une goutte dans un environnement fluide. Oseen en 1927 a complété les travaux de Boussinesq et Basset en apportant des améliorations au niveau de l'expression du coefficient de traînée. Les hypothèses sur lesquelles ces auteurs se basent pour écrire l'équation du mouvement d'une particule sont les suivantes :

Pour la goutte :

- La goutte est isolée (c'est-à-dire que les distances inter-gouttes restent supérieures à 20 diamètres),
- La goutte est sphérique et indéformable.

Pour la phase gazeuse :

- L'écoulement est stationnaire,
- L'écoulement est à faible vitesse ($Re_p \ll 1$).

Ces hypothèses permettent ainsi d'écrire l'équation de Basset, Boussinesq et Oseen dite de BBO Odar (1964) :

$$\rho_p \frac{\pi D_p^3}{6} \frac{d\vec{U}_p}{dt} = 3\pi\mu_g D_p (\vec{U}_g - \vec{U}_p) + \rho_g \frac{\pi D_p^3}{12} \frac{d(\vec{U}_g - \vec{U}_p)}{dt} + \frac{3}{2} D_p^2 \sqrt{\pi\rho_g\mu_g} \int_{-\infty}^t \frac{d(\vec{U}_g - \vec{U}_p)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (\text{B-38})$$

Avec ρ_p la masse volumique de la particule.

Dans cette équation, les termes du second membre sont, dans l'ordre :

- La force de traînée visqueuse,
- La force de masse ajoutée, égale à la moitié de la masse de gaz qui occuperait le volume de la goutte,
- La force dite « d'histoire ».

B - 4. 2. 2. Équation d'Odor et Hamilton

Pour répondre aux cas où l'écoulement n'est plus uniforme, des modifications à l'équation de BBO ont été apportées par Maxey & Riley (1983). La vitesse du fluide ainsi considérée est celle qui, géométriquement, se trouverait au centre de la goutte si celle-ci n'était pas présente. La modification principale est l'ajout du terme de force de gradient explicité de la manière suivante :

$$\frac{1}{24} D_p^2 \nabla^2 \vec{U}_g$$

Ce terme indique la prise en compte d'une éventuelle hétérogénéité de l'écoulement, ainsi que la perturbation de la goutte sur cet écoulement. L'équation BBO s'exprime alors de la manière suivante :

$$\rho_p \frac{\pi D_p^3}{6} \frac{d\vec{U}_p}{dt} = 3\pi\mu_g D_p \left(\vec{U}_g - \vec{U}_p + \frac{1}{24} D_p^2 \nabla^2 \vec{U}_g \right) + \frac{\pi D_p^3}{6} (\rho_p - \rho_g) \vec{g} + \rho_g \frac{\pi D_p^3}{12} \frac{d(\vec{U}_g - \vec{U}_p + \frac{1}{24} D_p^2 \nabla^2 \vec{U}_g)}{dt} + \rho_g \frac{\pi D_p^3}{6} \frac{d\vec{U}_g}{dt} + \frac{3}{2} D_p^2 \sqrt{\pi\rho_g\mu_g} \int_{-\infty}^t \frac{d(\vec{U}_g - \vec{U}_p + \frac{1}{24} D_p^2 \nabla^2 \vec{U}_g)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (\text{B-39})$$

Concernant les notations, les dérivées par rapport au temps d^*/dt sont prises en suivant la particule alors que la notation D^*/Dt désigne une dérivée matérielle fluide. Concrètement il vient :

$$\frac{d^*}{dt} = \frac{\partial^*}{\partial t} + (\vec{U}_p \cdot \vec{\nabla})^* \\ \frac{D^*}{Dt} = \frac{\partial^*}{\partial t} + (\vec{U}_g \cdot \vec{\nabla})^*$$

Cette dernière version de l'équation de BBO est très récente mais pose deux problèmes majeurs. Tout d'abord, elle ne fait pas apparaître explicitement le coefficient de traînée C_d , coefficient pourtant bien adapté pour caractériser d'une manière simple les écoulements diphasiques. Enfin, cette relation n'a été établie que pour un nombre de Reynolds petit devant 1. Or dans la majorité des écoulements industriels, les nombres de Reynolds particuliers sont bien plus élevés. Ainsi, il est nécessaire de s'intéresser à une équation de BBO modifiée plus ancienne, établie par Odar (1964). Celle-ci utilise des coefficients semi empiriques pour modéliser les forces afin de tenir compte des effets de hauts Reynolds. En effet, après avoir étudié expérimentalement le mouvement d'une

sphère, Odar (1964) ont déduit des coefficients correcteurs pour les cas où le Reynolds particulaire n'est plus petit devant 1 :

- Coefficient de traînée d'après Clift, Grace, et al. (2005) :

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} & \text{pour } Re_p \ll 1 \\ \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) & \text{pour } Re_p < 1000 \\ 0.438 & \text{pour } Re_p \geq 1000 \end{cases}$$

- Coefficient de masse ajoutée :

$$C_a = 1,05 - \frac{0,066}{0,12 + A_c^2} \text{ pour } Re_p \leq 60$$

- Coefficient d'histoire :

$$C_h = 2,88 - \frac{3,12}{(1 + A_c)^3} \text{ pour } Re_p \leq 60$$

Avec A_c le nombre d'accélération définit par :

$$A_c = \frac{\|\vec{U}_p - \vec{U}_g\|^2}{D_p} \bigg/ \frac{d\|\vec{U}_p - \vec{U}_g\|^2}{dt}$$

Finalement, l'équation d'Odar et Hamilton se présente sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{U}_p}{dt} = & \frac{3\rho_g C_d}{4\rho_p D_p} \|\vec{U}_g - \vec{U}_p\| (\vec{U}_g - \vec{U}_p) + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_p}\right) \vec{g} \\ & + \frac{\rho_g C_a}{\rho_p} \left(\frac{d\vec{U}_g}{dt} - \frac{d\vec{U}_p}{dt} \right) + \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{D\vec{U}_g}{Dt} \\ & + \frac{3C_h}{2} \sqrt{\frac{\pi\rho_g\mu_g}{D_p^2\rho_p^2}} \int_{-\infty}^t \frac{d(\vec{U}_g - \vec{U}_p)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} \end{aligned} \quad (\text{B-40})$$

Le premier terme du membre de droite correspond à la force de traînée, le deuxième à la gravité, le troisième à la masse ajoutée, le quatrième au gradient de pression et le cinquième au terme d'histoire de Basset.

B - 4. 2. 3. Simplification de l'équation d'Odar et Hamilton

Dans l'équation d'Odar et Hamilton, plusieurs termes peuvent être négligés si le rapport ρ_g/ρ_p est très petit devant 1. Ainsi, certains auteurs, comme Kim, Elghobashi, et al. (2006) ou encore Peng & Aggarwal (1996) montrent que dans de nombreux cas, la force de traînée est la plus importante. Dans le cadre de l'étude, l'équation qui décrit la trajectoire d'une particule peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = \frac{3\rho_g C_d}{4\rho_p D_p} \|\vec{U}_g - \vec{U}_p\| (\vec{U}_g - \vec{U}_p) + \vec{g} \quad (\text{B-41})$$

Cette expression de la trajectoire d'une particule n'est valable qu'avec les hypothèses suivantes :

- La densité des gouttes est faible, ce qui permet de supposer qu'il n'y a pas d'interactions entre les gouttes (le coefficient de traînée C_d présenté précédemment n'est valable que pour une goutte isolée),
- Les gouttes sont inertes, sphériques et indéformables,
- Les gouttes ne sont pas en rotation sur elles mêmes et la circulation interne de liquide est négligée,
- La masse volumique des gouttes est grande devant celle de l'écoulement gazeux.

Il est clair que certaines de ces hypothèses ne sont pas adaptées au problème posé. Celles-ci peuvent être contournées en adaptant le coefficient de trainée.

Lorsque les gouttes sont très proches les unes des autres, l'écoulement qui entoure une goutte est perturbé par les gouttes voisines. La force de trainée visqueuse est nécessairement modifiée. Ainsi, Choi & Lee (1992) proposent une corrélation de C_d en fonction du nombre de Reynolds pour une certaine gamme de distance entre les gouttes (dist) :

$$C_d = 2,3 Re_p^{-0,37} \text{ pour } 20 \leq Re_p \leq 110 \text{ et } 4 \leq \text{dist}$$

Adam (1997) propose une relation avec les deux paramètres mais valable que sur un domaine limité en nombre de Reynolds et paramètre de distance :

$$C_d = 8,4 Re_p^{-0,98} C^{0,55} \text{ avec } C = \frac{\text{dist}}{d_p} \quad \text{pour } 20 \leq Re_p \leq 75 \quad ; \quad 2 \leq \text{dist} \leq 40$$

De plus, l'hypothèse de sphères indéformables est erronée puisque, par définition, une goutte de liquide est compressible et donc déformable.

Pour de faibles nombres de Reynolds particuliers, Re_p petit devant 1, l'écoulement autour de la goutte est à faible vitesse, donc il est raisonnable de justifier cette hypothèse. Par contre, lorsque la vitesse relative entre la goutte et la phase gazeuse augmente, des déformations, dues à la pression cinétique, peuvent apparaître à la surface de la goutte. Ce phénomène peut être caractérisé par un nombre adimensionnel : le nombre de Weber. Cette déformation (voir oscillation) de la surface modifie notablement la trainée de la goutte et peut casser la goutte : c'est le phénomène de pulvérisation (ou atomisation) secondaire. Cette partie sera développée par la suite.

B - 4. 3. Modèle de dispersion turbulente (Laverge (2010))

L'équation de la goutte qui doit être résolue est la suivante:

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = \frac{3\rho_g C_d}{4\rho_p D_p} \|\vec{U}_g - \vec{U}_p\| (\vec{U}_g - \vec{U}_p) + \vec{g} \quad (\text{B-42})$$

Il existe deux méthodes. Est alors simulé :

- Soit un écoulement instationnaire turbulent avec une approche DNS (résolution Directe des équations de Navier – Stokes) ou LES (Simulation des Grandes Échelles)
→ C'est une résolution avec les valeurs instantanées: l'approche est dite "déterministe" et la trajectoire est toujours la même.
- Soit un écoulement moyen stationnaire avec un modèle de turbulence
→ C'est une résolution qui donne les valeurs moyennes et éventuellement les grandeurs turbulentes: k , ε et l_m .

Les calculs turbulents stationnaires ne donnent accès qu'aux fluctuations moyennes de vitesses grâce à la grandeur k :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (\text{B-43})$$

La modélisation des fluctuations de vitesses turbulente fait l'objet du modèle de dispersion turbulente, développé dans cette partie.

L'interaction entre les gouttes et les structures turbulentes est un phénomène très complexe. Tout d'abord, un temps de réponse des gouttes doit être défini :

$$t_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu_g}$$

Il se démontre que ce temps est en fait le temps nécessaire à une goutte, qui subit un changement brusque de vitesse de l'écoulement, pour atteindre 63 % de sa vitesse finale.

Le paramètre qui caractérise la réponse des gouttes aux fluctuations de l'écoulement est **le nombre de Stokes**.

$$S_t = \frac{t_p}{t_g} = \frac{\text{temps de réponse des gouttes}}{\text{échelle de temps caractéristique de l'écoulement}}$$

Ce nombre influence la dispersion des gouttes dans un écoulement turbulent. L'échelle de temps caractéristique de l'écoulement turbulent est basée sur l'échelle de Kolmogorov.

- Si $St < 1$: les particules sont centrifugées à la périphérie des structures turbulentes
- Si $St > 1$: les particules traversent la structure turbulente

Approche stochastique :

Hypothèse n°1 : la turbulence est homogène et isotrope.

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} = \frac{2}{3}k \quad (\text{B-44})$$

Puisque les fluctuations turbulentes de vitesses sont aléatoires, **il suffit d'effectuer un tirage aléatoire de vitesse fluctuante.**

L'anisotropie, en particulier dans les zones cisailées (là où la dispersion est la plus importante et où les structures turbulentes sont les plus marquées), entraîne des erreurs significatives.

Hypothèse n°2 : les vitesses sont réparties sur une gaussienne, centrée en zéro et d'écart type σ .

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (\text{B-45})$$

Hypothèse n°3 : une condition de cohérence avec la structure locale est ajoutée.

Hypothèse n°4 : un critère de décorrélation, pour prendre en compte l'interaction goutte – structure turbulente, est également ajouté.

Pour cela, il existe une échelle de temps caractéristique aux structures turbulentes τ_l

$$\tau_l = \sqrt{\frac{3}{2}} C_\mu^{3/4} \frac{k}{\varepsilon} \quad (\text{B-46})$$

Tant que $t < \tau_l$: la fluctuation turbulente est conservée.

Dès que $t > \tau_l$: la durée de vie de la structure est dépassée, un nouveau tirage aléatoire est effectuée.

C'est le modèle dit "**EDDY LIFETIME**".

Il existe également un temps de "transit" de la goutte dans la structure, car si la goutte a une vitesse suffisante pour traverser la structure, le temps d'interaction est plus faible.

$$\tau_t = -\tau_p \ln \left(1 - \frac{l_m}{\tau_p \|\vec{U}_p - \vec{U}_g\|} \right) \quad (\text{B-47})$$

Le temps de décorrélation temporelle choisi est τ_c .

$$\tau_c = \min(\tau_l, \tau_t)$$

Modèle de Gossman

Limite de ce modèle : il existe très peu d'études sur la dispersion tridimensionnelle.

Il existe également une échelle de décorrélation spatiale. Celle-ci correspond à la distance que parcourt la goutte par rapport à la structure turbulente (structure qui se déplace à la vitesse moyenne de l'écoulement). Cette distance est notée \vec{X}_{dec} .

$$\vec{X}_{dec} = \sum_{t_0}^{t_0 + n\delta t} (\vec{U}_p(t) - \vec{U}_g(t)) \delta t \quad \text{Modèle de Diakoumakos}$$

Si $\|\vec{X}_{dec}\| > l_m$; la goutte n'interagit plus avec la même structure turbulente.

Avec l_m longueur de mélange ou encore taille d'une structure turbulente

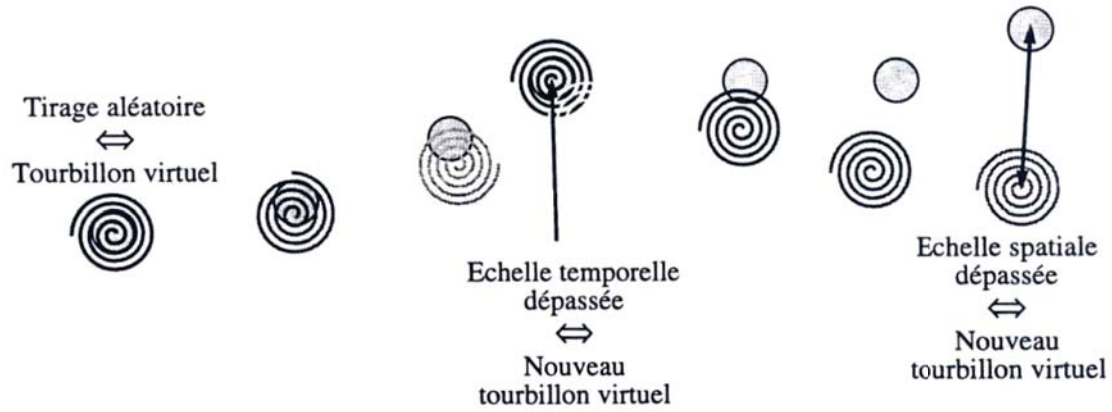


Figure B-7 : Représentation schématique du fonctionnement du modèle de la dispersion turbulente, critères de décorrélation

Dès lors que ces hypothèses sont vérifiées, un modèle à deux particules est utilisé pour la dispersion turbulente. La goutte et une particule fluide sont suivies. La trajectoire de la structure turbulente, identifiée à celle de la particule fluide, est calculée pour déterminer la distance qui la sépare de la goutte.

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = \frac{\vec{U}_p(t + \delta t) - \vec{U}_p(t)}{\delta t} \quad \text{Méthode de Taylor (ordre 1)}$$

Cette méthode admet une approximation implicite: « les variations de vitesses $\frac{d\vec{U}_p}{dt}$ sont négligeables ». Cette affirmation est erronée, cependant, pour des pas de temps δt petits, l'erreur commise est suffisamment faible pour être négligée. Cette hypothèse permet néanmoins un gain en temps de calcul.

$$\begin{aligned} \vec{U}_p^* &= \vec{U}_p(t) + \frac{\delta t}{2} \frac{d\vec{U}_p(t)}{dt} \\ \vec{U}_p(t + \delta t) &= \vec{U}_p(t) + \delta t \frac{d\vec{U}_p^*}{dt} \end{aligned} \quad \text{Méthode de Runge Kutta (ordre 2)}$$

Ensuite, la position de la goutte est obtenue de la façon suivante:

$$\vec{U}_p = \frac{d\vec{X}_p}{dt} = \frac{\vec{X}_p(t + \delta t) - \vec{X}_p(t)}{\delta t} \quad (\text{B-48})$$

\vec{U}_p est déterminée en prenant la valeur moyenne de \vec{U}_p entre t et $t + \delta t$:

$$\vec{U}_p = \frac{\vec{U}_p(t) + \vec{U}_p(t + \delta t)}{2} \quad (\text{B-49})$$

Les forces agissant sur une goutte permettent donc de déterminer sa trajectoire, y compris à travers le caractère turbulent d'un écoulement. Mais ces forces peuvent aussi être responsables de la déformation de la goutte, voir de sa rupture. Ceci fait l'objet du paragraphe suivant.

B - 4. 4. Modèle d'atomisation secondaire (Break-up)

A volume constant, la forme qui minimise la surface d'un volume est la sphère. Ainsi les gouttes sont donc des entités stables. Pour amener une goutte à sa rupture et la formation de plusieurs petites gouttes, il est nécessaire d'exercer une force extérieure qui entraînera la formation d'un nouvel état stable : celui des gouttes secondaires (avec une énergie de surface supérieure). D'après les équations de Navier-Stokes, les forces de pression qui s'exercent sur la goutte sont les forces de pression inertielle et les forces dues à la viscosité. Lorsque les forces de pression inertielle dominent, la goutte subit une force de traînée aérodynamique proportionnelle à la surface apparente de la goutte.

A cette pression inertielle, qui tend à déformer la goutte, s'oppose la pression de Laplace qui tend à assurer la cohésion de la goutte sous forme sphérique.

Le rapport entre ces forces de pression inertielle et des forces de pression de Laplace est le nombre de Weber proposé par C. Weber (1931).

$$We = \frac{\rho_g \|\vec{U_p} - \vec{U_g} - \vec{u}\|^2 d_p}{\sigma_p} \quad (\text{B-50})$$

- U_p : la vitesse de la goutte
- ρ_g : masse volumique du gaz
- U_g : la vitesse moyenne du gaz
- σ_l : Tension superficielle g/eau
- u : la vitesse turbulente
- d_p : diamètre de la goutte

Lorsque la vitesse relative d'une goutte est trop importante par rapport à l'écoulement d'air (notamment à la sortie d'un injecteur), la goutte est soumise à de très fortes contraintes aérodynamiques c'est-à-dire lorsque le nombre de Weber dépasse un nombre de Weber critique. Hinze (1949) propose, à l'aide d'une analyse quantitative des forces en présence, **un nombre de Weber critique de 12** dans un écoulement de gaz constant. Les mesures de vitesse minimale d'atomisation secondaire de Lane (1951) montrent que ce nombre de Weber critique est de 10,5.

Pilch & Erdman (1987) dressent une classification des modes d'atomisation secondaire de la goutte en fonction du nombre de Weber critique comme le montre la Figure B-8.

Pour des nombres de Weber critique croissants, ces différents modes sont :

- Entre 12 et 50 → « Bag break-up » : la goutte s'aplatit et forme un sac qui se perce en un point et se brise en petites gouttes.
- Entre 50 et 100 → « Bag et jet break-up » nommé également « umbrella break-up » : Contrairement au mode précédent, un jet se forme au centre et se brise plus tard.
- Entre 100 et 350 → « Sheet stripping » : des lames de liquide sont épluchées de la surface et se brisent rapidement.
- Au-delà de 350 → « Wave crest stripping » et « catastrophic break-up » : des vagues de courte longueur d'onde et de grande amplitude sont formées sur la face exposée à l'écoulement d'air, puis sont érodées par l'écoulement d'air. Le mode « catastrophic » correspond au moment où les vagues sont d'une amplitude suffisante pour casser la goutte primaire.

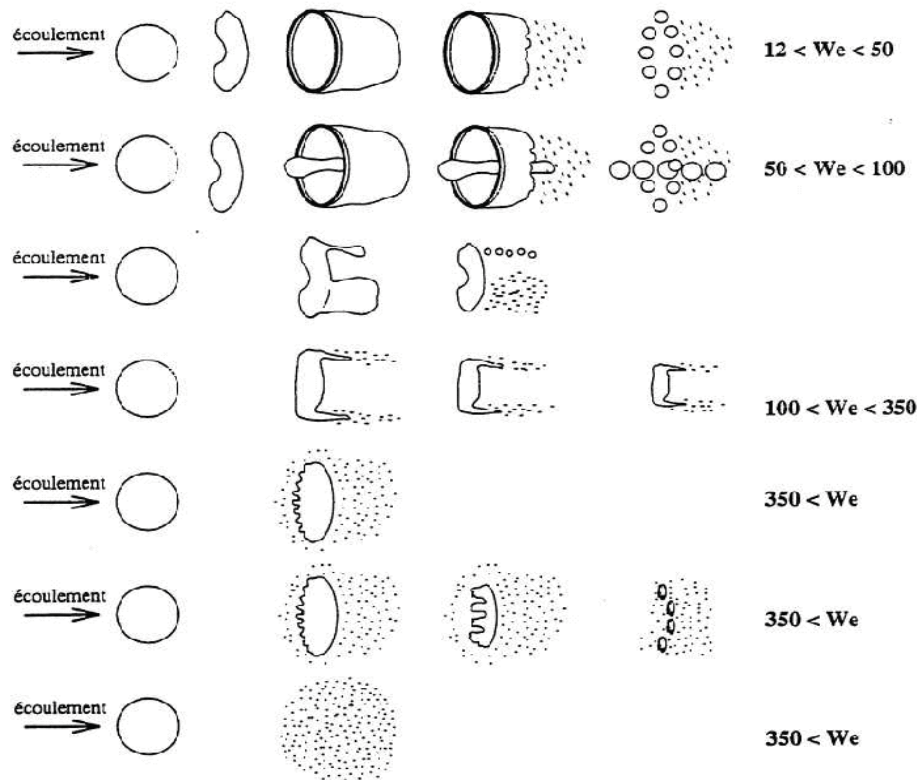


Figure B-8 : Différents type d'atomisation secondaire en fonction de We_c

Ce processus d'atomisation secondaire peut se reproduire en cascade avec les gouttes secondaires qui sont à leur tour les gouttes primaires de gouttes secondaires encore plus petites jusqu'à ce que le nombre de Weber des gouttes obtenues soit inférieur au nombre de Weber critique. Cependant, les gouttes obtenues étant de plus en plus petites, elles ont de plus en plus tendance à être accélérées par l'écoulement de gaz. Ainsi la vitesse relative des gouttes par rapport à l'écoulement de gaz diminue et ainsi le nombre de Weber critique diminue encore plus rapidement.

Ces gouttes sont ensuite transportées par l'écoulement et parfois celles-ci interagissent entre elles ou avec la paroi de la conduite.

B - 4. 5. Modèles de collision des gouttes

La collision de gouttes dans un spray est un phénomène complexe qui peut avoir une influence sensible sur la granulométrie de la phase dispersée (par coalescence ou création de gouttelettes satellites). Les collisions ont principalement lieu dans la zone dense du spray (c'est-à-dire près de l'injecteur) et près des parois en raison des interactions entre les gouttes incidentes et les gouttes réémises par rebond ou éclaboussement. Après avoir défini le principe de base d'une collision, les différents régimes de collisions sont présentés.

B - 4. 5. 1. Description d'une collision et définitions des principaux nombres sans dimension

La Figure B-9 illustre schématiquement une collision entre deux gouttelettes. Géométriquement, elle est caractérisée par le paramètre δ , qui correspond à la distance entre les deux centres comptée perpendiculairement à la direction de la vitesse relative au moment de l'impact.

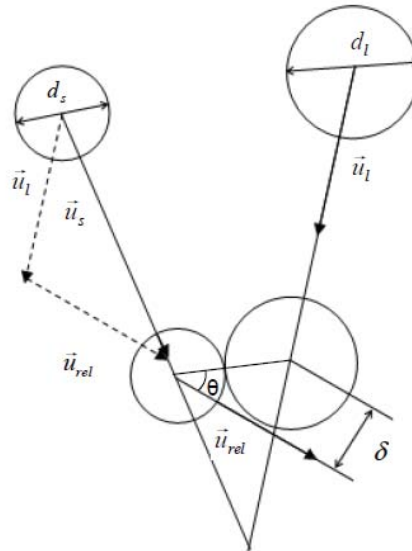


Figure B-9 Représentation schématique d'une collision et signification du paramètre (d'après Rabe (2009))

On pose :

$$b = \frac{2}{d_s + d_l}, \quad (\text{B-51})$$

Où d_s , et d_l , désigne respectivement le diamètre de la plus petite goutte et de la plus grosse. La figure suivante montre les deux cas extrêmes possibles.

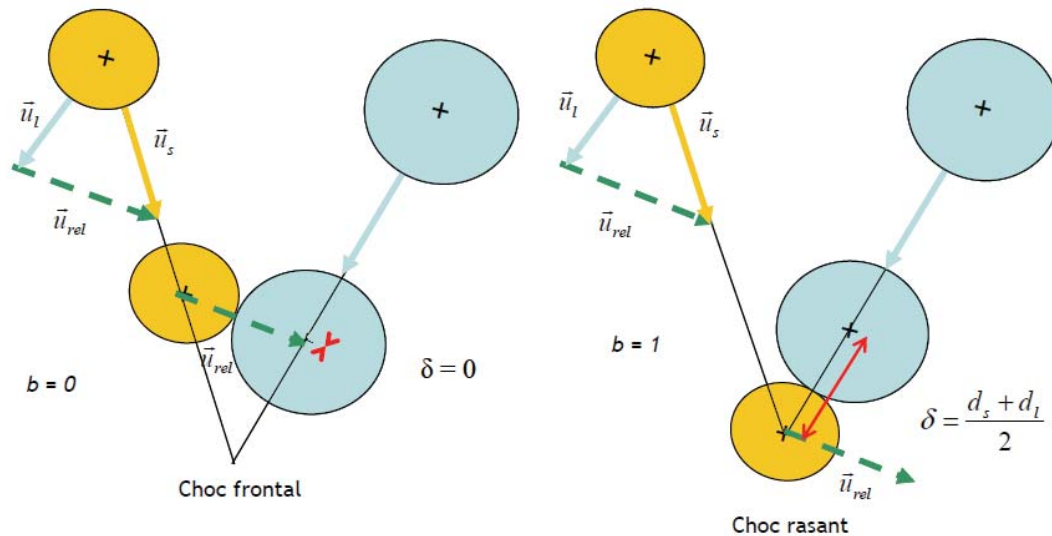


Figure B-10 : Valeurs extrêmes du paramètre d'impact b (d'après C. Rabe (2009))

En plus du paramètre b , le résultat d'une collision dépend également de manière essentielle de deux autres nombres sans dimension :

- le rapport Δ entre les diamètres de la plus petite et de la plus grosse goutte :

$$\Delta d = \frac{d_s}{d_l} \quad (\text{B-52})$$

- le nombre de Weber associé à la collision, qui peut être défini de plusieurs façons, selon les échelles de taille et de vitesse retenues.

Pour la définition du nombre de Weber, la plupart des travaux précédents [Brazier-Smith (1972), Ashgriz (1990), Poo (1990), Qian (1997), Estrade (1998)] retiennent l'expression suivante, qui fait jouer un rôle déterminant à la plus petite des deux gouttes :

$$We_s = \frac{\rho_l d_s \|u_{rel}\|^2}{\sigma_l} \quad (\text{B-53})$$

Où σ_l désigne la tension superficielle du liquide et ρ_l sa masse volumique. C. Rabe (2009) a introduit une définition différente faisant jouer un rôle symétrique aux deux gouttes. Sa définition est la suivante :

$$We_{sl} = \frac{\frac{1}{2} m_s \|v_s\|^2 + \frac{1}{2} m_l \|v_l\|^2}{\sigma \pi (d_s^2 + d_l^2)} \quad (\text{B-54})$$

Où m_s et m_l désignent les masses respectives des deux gouttes et v_s, v_l leurs vitesses respectives dans le repère du centre de masse, c'est-à-dire par définition :

$$\begin{cases} v_s = \frac{d_l^3 (u_s - u_l)}{d_l^3 + d_s^3} \\ v_l = \frac{d_s^3 (u_l - u_s)}{d_l^3 + d_s^3} \end{cases} \quad (\text{B-55})$$

Les différentes investigations réalisées à ce jour [Brazier-Smith (1972), Ashgriz (1990), Poo (1990), Qian (1997), Estrade (1998)] montrent que ces trois nombres (δ , Δ et We) ne suffisent pas à définir la nature de la collision (rebond, coalescence définitive, coalescence temporaire suivie d'une séparation par étirement, etc.). Il semble que d'autres paramètres tels que la viscosité du liquide, la masse volumique et la viscosité du gaz aient une influence sur la nature de la collision.

B - 4. 5. 2. Différents régimes de collision

La collision entre deux gouttes peut conduire à différents résultats. Expérimentalement 4 régimes distincts ont été clairement identifiés :

- **le rebond** : les deux gouttes s'approchent très près l'une de l'autre, ce qui provoque leur aplatissement respectif, mais leur énergie cinétique (dans la direction joignant les deux centres) n'est pas suffisante pour provoquer la rupture du film de gaz qui les sépare ; par nature, l'apparition de ce régime est sensible à la viscosité et à la masse volumique de la phase gazeuse (Figure B-11).
- **la coalescence** : si la vitesse relative entre les deux gouttes est suffisante, le film gazeux les séparant peut être rompu, autorisant ainsi la fusion des deux gouttes ; ce phénomène provoque initialement la formation d'un disque épais, qui oscille avant de se contracter définitivement pour former une unique goutte sphérique (Figure B-12).
- **la séparation par étirement** : lorsque la collision est excentrée et que la vitesse relative des gouttes est suffisante, celles-ci entrent en contact mais en partie seulement ; une portion de chacune d'elles tend à poursuivre sa trajectoire comme si la collision n'avait pas eu lieu, ce qui tend à étirer l'ensemble formé par la collision et à créer un long filament qui se disloque ensuite en une ou plusieurs gouttelettes satellites ; le résultat de la collision dépend donc dans ce cas de la compétition entre les forces capillaires dans la zone d'interaction, qui tendent à maintenir ensemble les deux gouttes, et les forces d'inertie qui favorisent au contraire l'étirement et la séparation des gouttes (Figure B-13).
- **la séparation par réflexion** : ce dernier cas est assez analogue au précédent, mais se produit lorsque la collision est peu excentrée si bien que les deux gouttes entrent alors presque totalement en contact ; dans un premier temps, leurs centres de masse respectifs se

rapprochent ce qui conduit à la formation d'un disque aplati, qui se met ensuite à osciller et à s'étirer, provoquant ainsi sa rupture et la formation de deux nouvelles gouttes, et éventuellement d'une ou plusieurs gouttelettes satellites (Figure B-14).

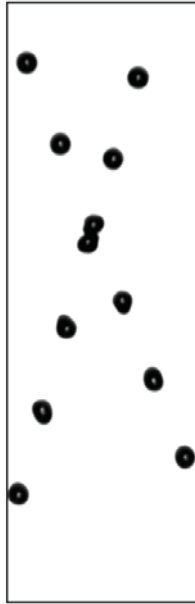


Figure B-11 : Rebond de gouttelettes d'éthanol
($\Delta = 1$, $We_{sl} = 20$, $b = 0.63$) - Rabe (2009)

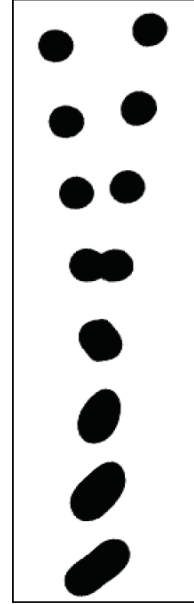


Figure B-12 : Coalescence de gouttelettes
($\Delta = 1$, $We_{sl} = 20$, $b = 0.63$) - Rabe (2009).



Figure B-13 : Séparation par étirement
($\Delta = 1$, $We_{sl} = 51.06$, $b = 0.72$) - Rabe (2009)



Figure B-14 : Séparation par réflexion
($\Delta = 1$, $We_{sl} = 1.03$, $b = 0.19$) - Rabe (2009)

La Figure B-15 tirée d'Estrade (1998) représente, dans un diagramme (We_s , b), l'allure typique des courbes frontières entre les différents régimes, déduites de l'observation expérimentale de collisions de gouttelettes d'eau de même diamètre.

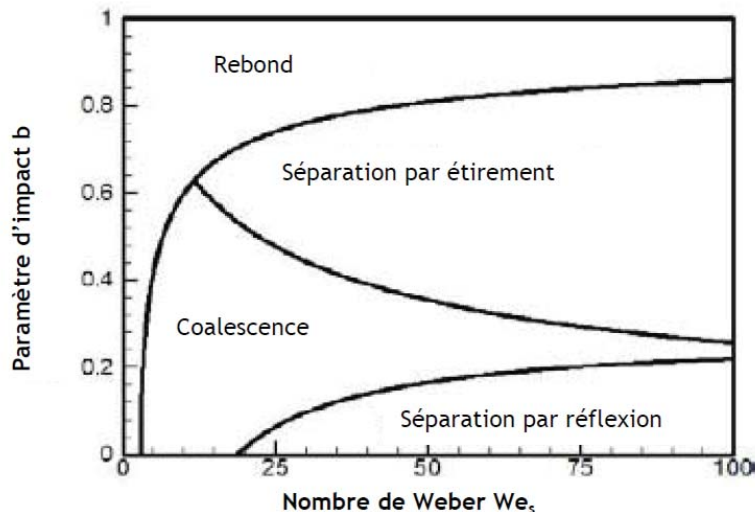


Figure B-15 : Frontières entre les différents régimes de collision pour des gouttelettes d'eau de même diamètre ($\Delta = 1$) dans un diagramme (We_s , b), d'après Estrade (1998).

B - 4. 6. Modèle d'interaction goutte/paroi (Bissière, Estivalezes, et al. (1998))

L'interaction entre une goutte et la paroi est un phénomène très complexe. De nombreux paramètres peuvent influencer sur le caractère de l'interaction. Une goutte incidente peut rencontrer une paroi sèche ou un film liquide présent sur la paroi. Les principaux paramètres sont les caractéristiques de la goutte (diamètre, vitesse, température, propriété physique du liquide), celle de la paroi (température, rugosité, la présence d'un film liquide en paroi (épaisseur, vitesse, caractéristique de la surface) et dans une moindre mesure, les caractéristiques de l'écoulement gazeux (vitesse, pression, température). La goutte arrive sur la paroi avec une certaine énergie cinétique, qui lors de l'impact se transforme en énergie de déformation plus quelques pertes lors de la collision avec la surface. La nature de la surface (film, paroi sèche, vapeur) conditionne l'énergie dissipée à l'impact et donc le comportement de la goutte.

L'étude de différents nombres adimensionnels, tel que le nombre de Weber à l'impact We_{imp} , qui compare l'énergie cinétique des gouttes avant l'impact avec l'énergie de tension superficielle, permet de classer les différents régimes d'impact.

Suivant les différentes valeurs de ces paramètres, la masse du liquide composant la goutte pourra soit se déposer en paroi, soit repartir dans l'écoulement (intégralement ou avec dépôt d'une partie de cette masse) sous forme d'une ou plusieurs gouttes. En fait, une classification des différents régimes peut être réalisée en étudiant le rapport entre la masse de la goutte avant impact et la masse de liquide quittant la paroi après impact δm_p :

- si $\delta m_p = 0$: La goutte se dépose intégralement (en particulier lors de la présence d'un film, l'énergie cinétique de la goutte est du même ordre de grandeur que celle du film). C'est le phénomène de « **Dépôt** ».
- si $0 < \delta m_p < 1$: Lorsque les gouttes arrivent sur une paroi (sèche ou avec film) avec une énergie cinétique très élevée (en particulier plus élevée que celle du film), il y a formation d'une ou plusieurs gouttes secondaires, avec un dépôt d'une partie de la goutte. C'est le phénomène de « **Splashing** » (d'éclaboussement).
- Si $\delta m_p \approx 1$: **Rebond** de la goutte. Si l'angle est trop faible ou que la contrainte de cisaillement est non favorable (le champ de pression à l'impact est sensiblement identique au poids de la goutte et sa pression cinématique). En général, sur paroi chaude, la goutte au contact de celle-ci s'évapore partiellement et crée, quasi instantanément, une couche de vapeur qui la

sépare de la paroi (ceci est connu sous le « phénomène de Leidenfrost ») et qui a pour effet d'amortir l'impact. Si la déformation n'est pas trop violente, la goutte garde suffisamment d'énergie pour se détacher de la paroi avec une vitesse et un angle dépendant de l'énergie cinétique restituée. En présence d'un film, il n'y a pas d'effet de Leidenfrost, mais le film liquide semble néanmoins amortir la goutte, d'où l'existence d'un régime de rebond.

- Si $\delta m_p > 1$: Arrachement de liquide déjà présent en paroi. Phénomène de « **Spaterring** » (d'arrachement).

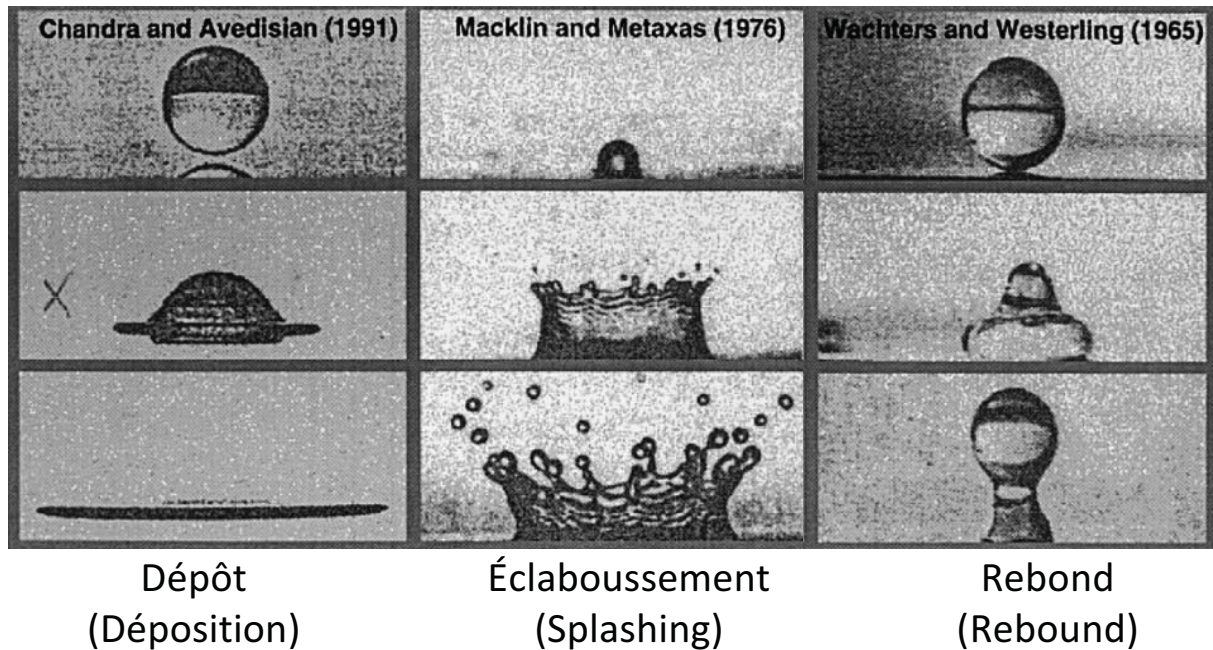


Figure B-16 : Visualisation des mécanismes d'interaction gouttes/parois (Schmehl, Roskamp, et al. (1999))

Les phénomènes susmentionnés peuvent être visualisés sur la figure ci-dessus dans une configuration « paroi sèche » et ils sont représentés schématiquement sur la figure ci-dessous dans une configuration « film en paroi ».

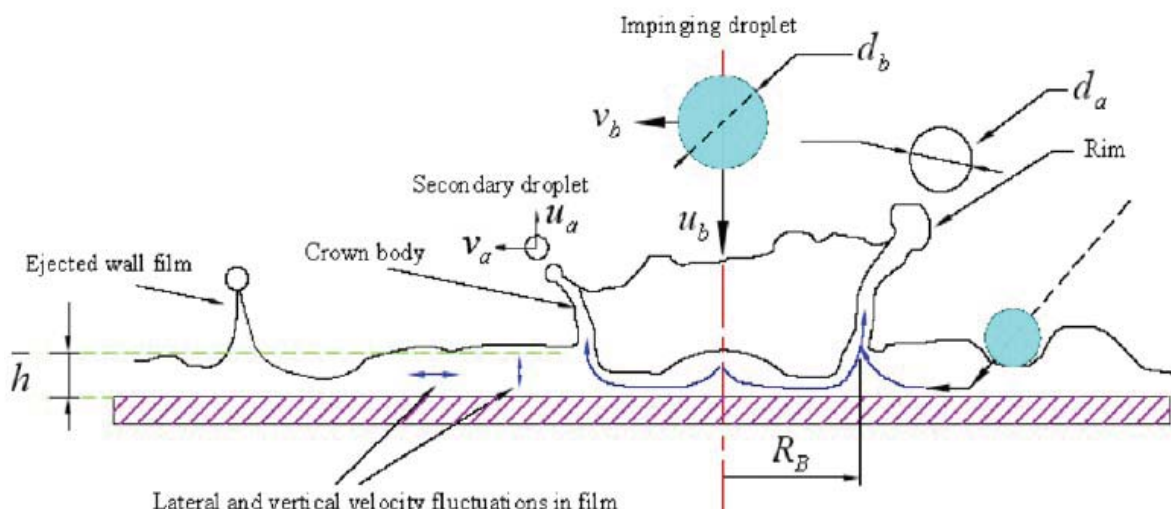


Figure B-17 : Schéma des différents phénomènes présents au cours de l'interaction d'une goutte avec une paroi mouillée (avec b : before (avant impact) et a : après (après impact)) (Kalantari (2007))

L'interaction d'une goutte avec un film liquide en paroi met en jeu des phénomènes physiques plus complexes qu'avec la paroi sèche comme le montre la figure ci-dessous.

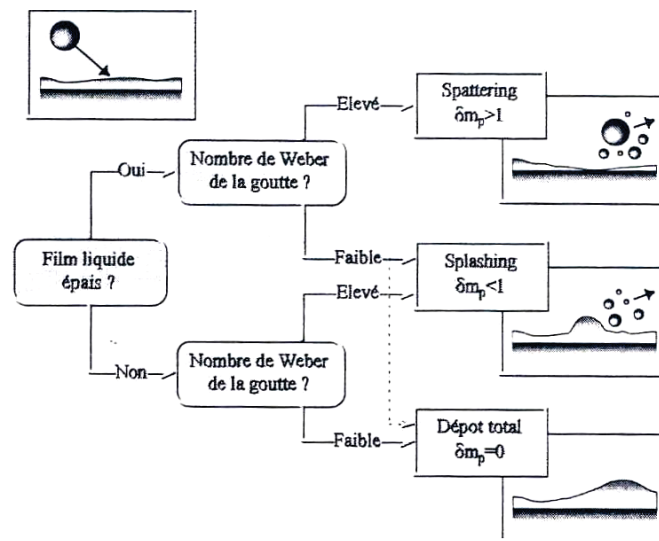


Figure B-18 : Représentation schématiques des différents régimes d'interactions goutte – paroi avec présence d'un film liquide (Bissière (1998))

C'est pourquoi, la paroi sèche seule sera présentée dans un premier temps, puis la paroi avec un film liquide dans un second temps.

B - 4. 6. 1. Paroi sèche

Bien que le rapport entre la masse de la goutte avant impact et la masse de liquide quittant la paroi après impact δm_p (ou le taux de dépôt $1 - \delta m_p$) permette de distinguer les différents régimes, une des difficultés majeures de l'interaction des gouttes avec la paroi est de schématiser les limites entre les différents régimes.

Schmehl (1999) fixe la limite entre le régime de dépôt et celui d'éclaboussement à l'aide du diagramme $Re = f(Oh^{-2})$ ci-dessous avec la droite d'équation $Re = 24 (Oh^{-2})^{0,419}$.

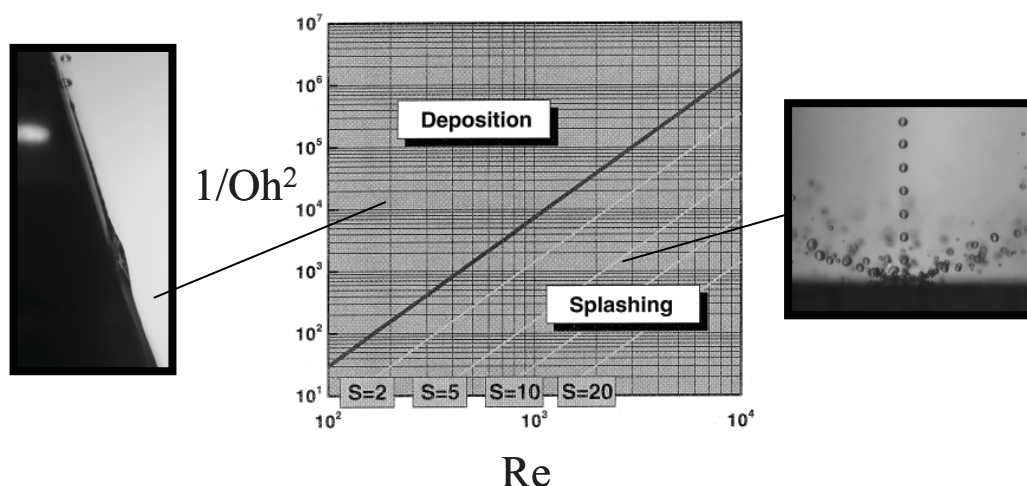
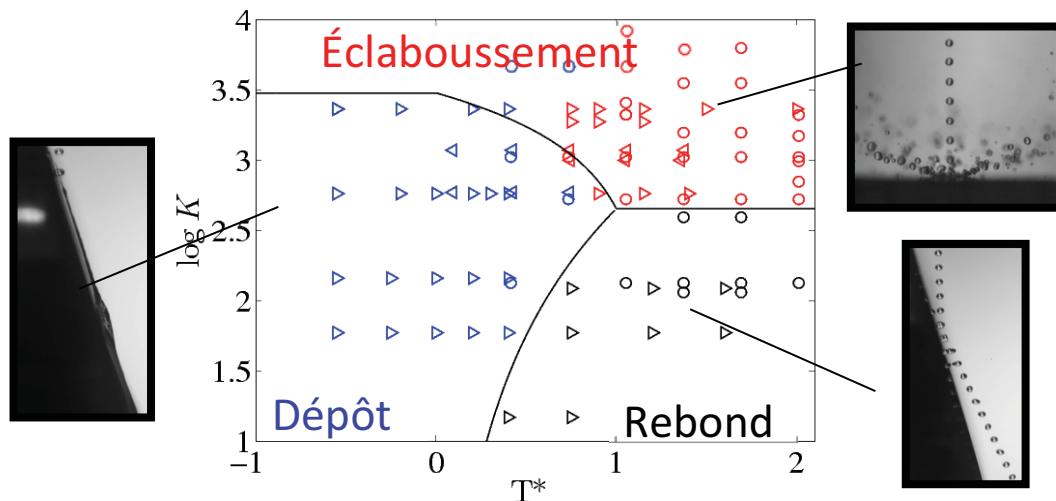


Figure B-19 : Limite entre les régimes de dépôt et d'éclaboussement

Dans l'article de Garcia Rosa, Villedieu, et al. (2006) les auteurs ont épluché divers articles et ont tenté de synthétiser un grand nombre de résultats expérimentaux de la littérature afin de pouvoir distinguer les différents régimes et leurs frontières.



Bleu = Dépôt, **Rouge** = Éclaboussement, **Noir** = Rebond

Figure B-20: Frontières entre les différents régimes d'interaction goutte – paroi pour une paroi lisse et sèche d'après Garcia Rosa (2006)

Les auteurs ont fixé les frontières entre les différents régimes à partir du nombre de Mundo $K = We Oh^{-b}$, avec $b = 2/5 = 0.4$. Comme le montre la figure ci-dessus, il existe trois frontières distinctes entre les phénomènes de dépôt, d'éclaboussement et de rebond :

- Si $K < Kr(R, T^*)$ c'est le régime de **rebond**
- Si $Kr(R, T^*) < K < Ks(R, T^*)$ c'est le régime de **dépôt**
- Si $Ks(R, T^*) < K$ c'est le régime d'**éclaboussement**.

Kr et Ks étant des expressions qui dépendent de la rugosité adimensionnelle R et de la température adimensionnelle T^* (Voir Annexe A 2-2-1-1).

Kalantari (2007) séparent les différents régimes à l'aide du nombre de Weber à l'impact We_{nb} de la goutte avant impact.

- Si $We_{nb} < 20$ c'est le régime de **rebond**
- Si $20 < We_{nb} < 80$ c'est le régime de **dépôt**
- Si $80 < We_{nb}$ c'est le régime d'**éclaboussement**

Cesco (1997) introduit plutôt le nombre adimensionnel K_{som} de Sommerfeld qui est, comme le nombre de Mundo, une combinaison des nombres de Weber et de Reynolds. Sur plaque sèche, les différentes frontières sont définies comme suit :

- Si $K_{som} < 5$ c'est le régime de **rebond**
- Si $5 < K_{som} < 57,7$ c'est le régime de **dépôt**
- Si $57,7 < K_{som}$ c'est le régime d'**éclaboussement**

A l'aide de ces différentes méthodes (diagramme $Re = f(Oh^{-2})$, Nombre de Mundo ou nombre de Weber), les auteurs évaluent le taux de dépôt des différents régimes (Voir Annexe A 2-1-1-1, A 2-2-1-2, A.1.2).

Lors de l'impact d'une goutte (b) sur la paroi, une goutte (a) (dans le régime de rebond) ou plusieurs gouttes (a_i) (dans le régime d'éclaboussement) sont réémises. Il est nécessaire de s'attacher à modéliser les caractéristiques de ces gouttes secondaires : leurs directions (angle) (voir Annexe A.1.3.3), leurs dimensions (diamètre) (voir Annexe A 2-1-1-2, A 2-2-1-2-2, A 2-2-1-3-1, A.1.3.1) et leurs distributions (en tailles, en vitesses) (Voir Annexe A 2-1-1-1-1, A 2-1-1-1-3, A 2-2-1-2-1, A 2-2-1-2-3, A 2-2-1-3-2, A.1.3.2).

B - 4. 6. 2. Paroi avec présence d'un film liquide

Lorsque la goutte se dépose, elle s'étale et forme un film liquide. Kendall & Rohsenow (1978) lient le diamètre maximal atteint par le film liquide au diamètre de la goutte et au nombre de Weber avant impact :

$$D_{film} = D_p \sqrt{\frac{12 + We_{imp}}{18}} \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \left(- \frac{36\sqrt{2}}{(12 + We_{imp})^{1,5}} \right) \right] \quad (\text{B-56})$$

Le film est supposé être un disque, de diamètre D_{film} , et dont l'épaisseur est directement déduite de la conservation de la masse entre la goutte sphérique incidente et le film créé en paroi.

Cependant, Kalantari (2007) proposent le modèle suivant pour l'évolution de l'épaisseur du film avec $\xi = 4$ et $\gamma = -0,5$, (paramètres évalués empiriquement) :

$$h_f = \xi d_{30b} Re^{-0,5} \left(\frac{\dot{q}}{U_{nb}} \right)^{-\gamma} \quad (\text{B-57})$$

h_f : épaisseur du film

\dot{q} : Flux surfacique de goutte

Re : Nombre de Reynolds

U_{nb} : Vitesse normale de la goutte incidente

Contrairement à la paroi sèche, la présence d'un film fait intervenir des phénomènes plus complexes. En effet, les caractéristiques physiques du film sont très importantes. La surface du film peut être très lisse ou siège d'instabilités et de vagues. De plus l'épaisseur moyenne du film a une influence sur la dissipation de l'énergie cinétique des gouttes. Une plus grande épaisseur augmente le taux de dépôt, car l'énergie cinétique y est davantage dissipée. Ainsi la formation de gouttes secondaires est défavorisée.

Pour Garcia Rosa (2006), la présence de ce film liquide modifie les frontières des différents régimes établies précédemment en adaptant, non pas les expressions de Kr et Ks mais, directement l'expression de la température adimensionnée. En effet, la température de paroi T_w qui intervient dans cette expression est remplacée par la température de surface du film T_{surf} définie comme ceci :

$$T_{surf} = \frac{T_w + \alpha HT_f}{1 + \alpha H} \quad (\text{B-58})$$

avec T_{surf} : Température de surface

T_w : Température de paroi

H : Épaisseur de film adimensionnelle

T_f : Température de film

α : un coefficient

En revanche, Cesco (1997) définit clairement de nouvelles frontières, en fonction de l'épaisseur du film et de l'angle d'impact (angle entre la trajectoire et la paroi) :

$$\begin{array}{llll} \text{Reb} & & K_{som} < & 3 + 0.016 h_{film} \cdot 10^6 \\ \text{Dép} & 3 + h_{film} \cdot 10^6 \cdot 0.016 & < K_{som} < & 57,7 + (3 \cdot 10^{-3} \Phi + 0.13) h_{film} \cdot 10^6 \\ \text{Arr} & 57,7 + h_{film} \cdot 10^6 (3 \cdot 10^{-2} \Phi + 0.13) & < K_{som} < & 57,7 + (0.05 - 1,1 \cdot 10^{-3} \Phi) h_{film} \cdot 10^6 \\ \text{Ecl} & 57,7 + h_{film} \cdot 10^6 (0.05 - 1,1 \cdot 10^{-3} \Phi) & < K_{som} < & \end{array}$$

Où Reb, Dép, Arr, Ecl sont respectivement les régimes de **Rebond**, de **Dépôt**, d'**Arrachement** et d'**Éclaboussement**.

Ces frontières ont été obtenues en faisant varier la hauteur du film entre 250 et 1800 μm et les angles entre 10 et 50°.

B - 5. Conclusions sur l'état de l'art

L'étude bibliographique non exhaustive présentée dans cette partie montre que les phénomènes physiques mis en jeu dans les écoulements diphasiques de type annulaire dispersé sont nombreux et complexes. Ils comprennent parfois des aspects instationnaires qui jouent un rôle important dans les échanges entre phases. Les travaux antérieurs ont permis de les modéliser à partir de simulations expérimentales ou de modèles théoriques simplifiés. Ces modèles permettent une meilleure compréhension et prise en compte. En particulier la définition de différents régimes relatifs au phénomène étudié, permet d'orienter la méthodologie qui devra être utilisée lors de simulations numériques.

Toutefois ces modèles ou corrélations ne sont en général applicables qu'à une gamme de conditions d'écoulements très restreinte et leur extrapolation est souvent délicate. De plus l'ensemble des paramètres influent n'est pas toujours accessible dans les bases de données, ce qui limite leur utilisation à des fins de modélisation et de validation. De nombreuses études sont focalisées sur un phénomène particulier et les modèles ne tiennent pas compte des couplages pouvant apparaître lorsque différents processus interviennent simultanément.

L'application de simulations numériques sur des systèmes diphasiques complexes nécessite des bases de données suffisamment détaillées permettant de valider les résultats obtenus.

L'objectif de cette thèse est de valider différents modèles implantés dans des codes numériques, à partir d'une base de données aussi complète que possible reproduisant les principaux phénomènes rencontrés sur une installation industrielle.

Partie 2 : MOYENS UTILISES

C - MOYENS EXPÉRIMENTAUX

La présente étude a pour objectif de valider les modèles numériques disponibles dans les codes de calculs adaptés aux écoulements diphasiques, en les confrontant à des données expérimentales préalablement recueillies. L'étude préliminaire a montré que les écoulements diphasiques rencontrés en milieu industriel sont de types annulaires dispersés. Afin d'acquérir ces données, le banc expérimental diphasique de l'ONERA est étendu afin de travailler d'une part dans une plus grande gamme de pression et, d'autre part, afin de déterminer l'influence d'une singularité géométrique.

Dans cette section, les moyens d'essais utilisés pour générer les différents écoulements annulaires dispersés nécessaires à cette étude sont présentés.

Après avoir décrit le banc diphasique existant de l'ONERA, l'extension du banc à l'aide d'un circuit parallèle permettant de caractériser les écoulements annulaires dispersés en présence de singularités jusqu'à des pressions absolues égales à 3,5 bar est présentée.

C - 1. Description du banc diphasique ONERA existant

Le banc expérimental a été mis en place en 1999 lors d'une étude menée par Deletain (1999) à l'ONERA conjointement avec TOTAL et GDF-Suez.

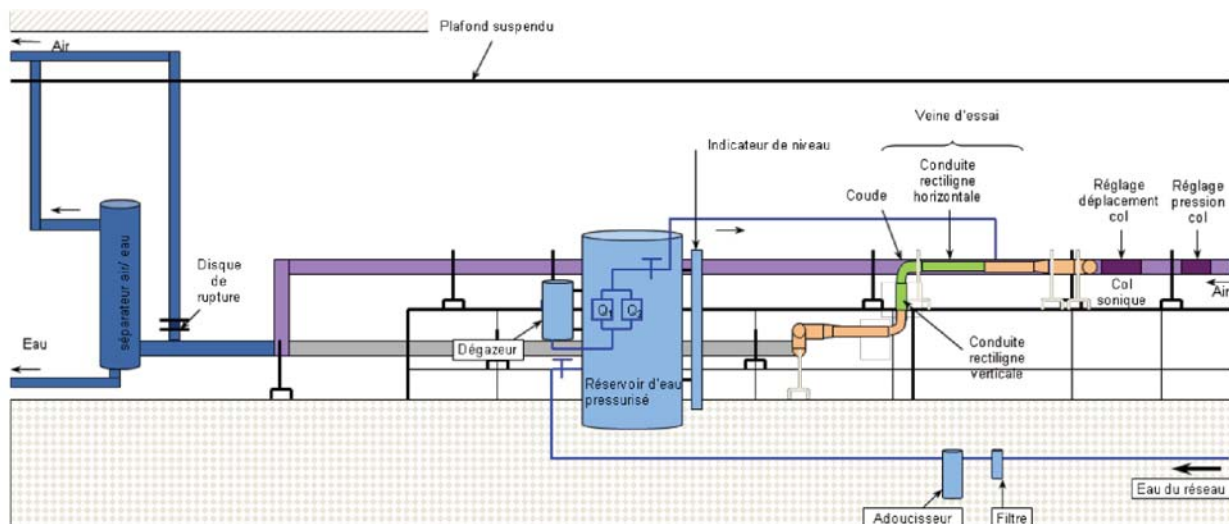


Figure C-1 : Schéma d'ensemble du banc diphasique de l'ONERA

C - 1. 1. Partie amont

Cette partie traite de l'alimentation et du réglage des débits d'air et d'eau. Ces deux circuits sont décrits séparément.

C - 1. 1. 1. Le circuit d'air

Ce circuit est représenté en violet sur la Figure C-1. L'alimentation en air de ce banc d'essai est obtenue à partir du réseau d'air comprimé haute pression (80 bar) de l'ONERA. Ce réseau est équipé d'un **dessiccateur** assurant un air avec un taux d'humidité proche de 0 % (température de rosée inférieure à -70 °C). Ces conditions peuvent entraîner une évaporation de l'eau dans l'air même à basse température. Cependant, des mesures d'évaporation réalisées par Lupeau (2005) ont montré que les quantités d'eau évaporées restent négligeables. Cet air est ramené à la pression d'essai à

l'aide de **deux détendeurs**. Le premier détendeur permet de passer du réseau 80 bar à un réseau 20 bar. Le second, localisé à l'amont du col sonique, permet d'assurer le réglage de la pression en amont de ce dernier. Ainsi, une telle configuration limite la pression disponible à l'amont du col à 16 bars. Cette pression permet d'atteindre un **débit maximum de $730 \text{ N.m}^3.\text{h}^{-1}$** lorsque le col sonique est complètement ouvert.

Un réchauffeur, positionné entre les deux détendeurs, a pour fonction de contrôler la température de l'air à l'entrée du col sonique.

L'air traverse ensuite **un col sonique variable**. Ce col permet de bénéficier d'un débit d'air très stable, calculé à l'aide d'un programme écrit sous Labview®. Le débit d'air voulu est réglé en faisant varier l'ouverture du col ainsi que la pression à l'amont de ce col grâce au second détendeur. En aval du col sonique, l'écoulement d'air débite dans une **conduite rectiligne horizontale de diamètre intérieur égal à 100 mm**.

C - 1. 1. 2. Le circuit d'eau

Ce circuit est représenté en bleu sur la Figure C-1. Un système d'injection stabilisé est utilisé afin de ne pas subir les fluctuations du réseau d'alimentation en eau. Ce système comprend **un réservoir pressurisé** d'une capacité d'environ 80 l (dont 35 l de volume mort pour le matelas d'air) et communique avec un petit réservoir (tampon) d'environ 20 l muni d'**un dégazeur automatique** pour purger les bulles d'air.

Le réservoir pressurisé est équipé :

- D'un manomètre pour indiquer la pression soumise
- De deux clapets anti-retour pour l'alimentation en eau et en air
- D'un indicateur de niveau
- D'un régulateur de pression (détendeur)

Un adoucisseur est installé à l'amont du réservoir afin de protéger les orifices d'injection des dépôts de calcaire.

La mesure des débits injectés est réalisée à l'aide de **deux débitmètres** électromagnétiques KROHNE de type IFM6020/K/D DN 10 (0,5% d'erreur en pourcentage de débit lu pour une plage allant de **0 à 1000 l.h^{-1}**) et IFM6020/K/D DN 2,5 (0,5% d'erreur en pourcentage de débit lu pour une plage allant de **20 à 120 l.h^{-1}**).

L'eau est ensuite envoyée **vers les injecteurs** soit directement, soit via un réservoir de transition qui permet d'ajouter de la fluorescéine ou une solution saturée en sel (décrit dans la section D - 4. 1 relatives aux systèmes de mesures) et le **débit maximal est de 110 l.h^{-1}** .

C - 1. 2. Partie aval

Elle est représentée en gris sur la Figure C-1. Après avoir traversé la veine d'essai, le mélange air/eau est envoyé vers un séparateur gaz/liquide. A l'intérieur de ce séparateur, les forces de gravité qui s'appliquent sur le liquide sont supérieures aux forces d'entraînement dû au courant gazeux, ce qui permet de séparer les deux fluides. Il a été conçu et dimensionné spécifiquement pour ce banc et comporte deux sorties :

- une sortie air en haut du système qui est elle-même reliée à une conduite qui évacue l'air vers l'extérieur,
- une sortie eau, située en bas du séparateur qui permet l'évacuation de l'eau vers l'égout.

C - 2. Description du banc d'essai

Le banc d'essai a été réalisé à partir de l'extension d'un montage existant en diamètre 100 mm se situant en aval du col sonique en orange sur la Figure C-1. Pour la présente étude, une dérivation est réalisée à l'aide d'un « T » métallique de diamètre de 100 mm suivi d'un convergent métallique permettant de passer du diamètre 100 mm à un diamètre 50 mm (Figure C-2).

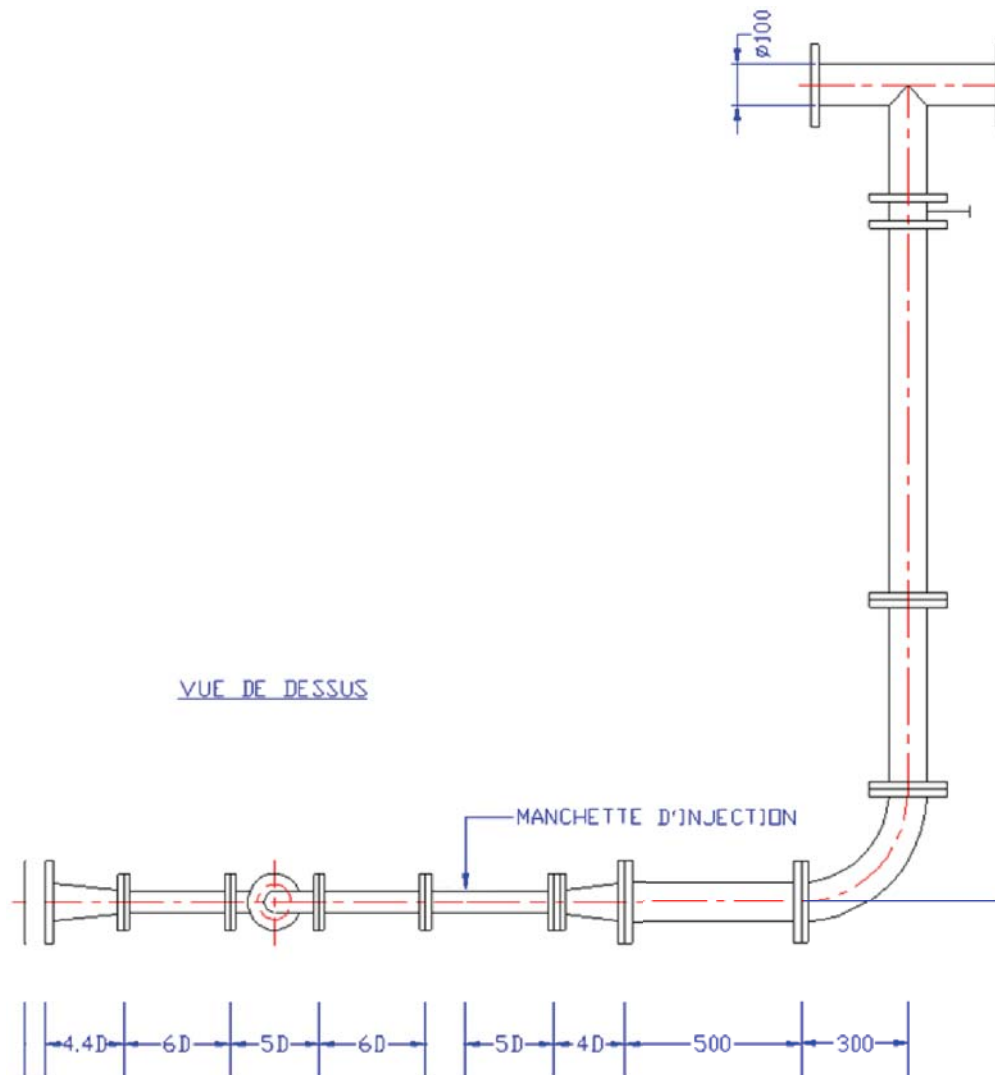


Figure C-2 : Schéma du montage expérimental (*Vue de dessus*) – d'après SEF³

C - 2. 1. Veine d'essai

Celle-ci est représentée sur la Figure C-3. A la sortie du convergent, un conditionneur de type Laws V&T (Laws & Ouazzane (1995)) permet de casser l'écoulement tridimensionnel issu du coude et d'imposer sur une courte distance (5D) un écoulement turbulent établi (Laufer (1953)).

Vient ensuite une manchette métallique sur laquelle est fixée la canne d'injection, en bleu sur la Figure C-3. Cette canne se situe exactement 5D après le conditionneur. Afin d'atomiser le liquide, un injecteur à pression est vissé à l'extrémité de cette canne. Pour réaliser une étude paramétrique sur les conditions d'injection, différents injecteurs peuvent être utilisés. Ceux-ci seront présentés à la section E - 1. La longueur de la canne et celle des injecteurs ont été dimensionnées afin que la section d'injection du liquide coïncide avec la section d'entrée de la partie rectiligne qui suit la manchette d'injection.

A partir de cette section d'entrée, commence la partie spécifique à la caractérisation des écoulements de cette étude. Cette partie est composée d'une conduite rectiligne horizontale, d'un coude à 90° et d'une partie rectiligne verticale. Viennent ensuite un second coude à 90° coplanaire au précédent et une partie rectiligne horizontale. Enfin, un divergent métallique permet de revenir à une conduite de 100 mm et une série de conduites en PVC permet de se raccorder au séparateur.

³ Société d'Étude et de Fabrication (SEF), basée à Labège (31), a fabriqué l'ensemble des pièces destinées à la veine d'essai.

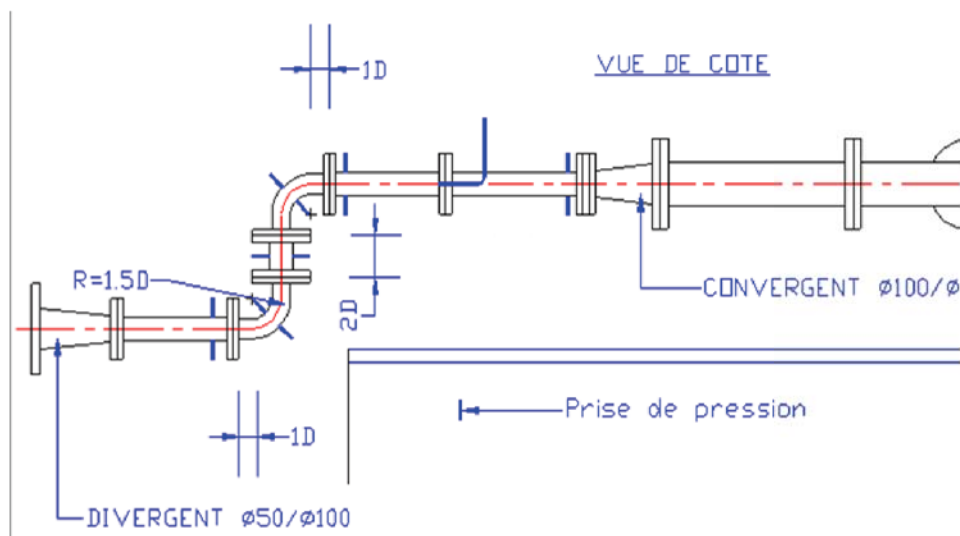


Figure C-3 : Schéma du montage expérimental (Vue latérale) – d'après SEF

Ce banc est équipé de prises de pression, marquées en bleu sur la Figure C-3, afin de mesurer la pression le long de l'écoulement.

C - 2. 2. Description des éléments spécifiques à la caractérisation dans cette étude

Cette section porte donc sur la description des parties rectilignes (horizontale et verticale) et du coude à 90° en vert sur la Figure C-1.

C - 2. 2. 1. Parties rectilignes

Ces parties rectilignes mesurent respectivement **6D** (soit 300 mm) et **2D** (soit 100 mm). Il existe une version **métallique** pour permettre les essais en pression et une version **Plexiglas®** afin de pouvoir faire des visualisations de l'écoulement.

La partie horizontale peut être remplacée par **trois sections de longueur 2D**. Cette alternative permet d'insérer une manchette de mesure d'épaisseur ou de débit de même longueur et permet de faire **des mesures en trois sections distinctes : à 1D, 3D et 5D** de la section d'injection du liquide. Une manchette de mesure peut également être substituée à la partie verticale, ce qui permet de réaliser **des mesures à 1D du plan de sortie du coude**. Les manchettes de mesure sont définies à la section D - 4. 1 et D - 4. 2. Cette configuration permet de **caractériser les phénomènes physiques en aval de l'injection** et en aval du coude en s'intéressant notamment à l'évolution du film liquide avec la distance à la section d'injection.

C - 2. 2. 2. Coude

Le coude se décompose en trois parties : une partie rectiligne horizontale de longueur 1D, le coude avec un rayon médian de 1,5 D et une partie rectiligne verticale de longueur 1D. Il existe **une version métallique** afin de pouvoir faire les essais en pression et **une version en verre** afin de réaliser des visualisations. C'est ce dernier qui a contraint les longueurs 1D en amont et en aval du coude pour des raisons de faisabilité. En effet, il est très difficile de créer un coude avec des brides solidaires tout en respectant une précision du rayon interne. Par ailleurs, un support spécifique au coude en verre a été fabriqué. Celui-ci permet de maintenir les deux brides du coude à 90° et d'éviter toutes contraintes sur le verre. Un tel coude permet ainsi de **déterminer l'influence d'une singularité** sur le film liquide et la phase dispersée. Le coude en verre est présenté sur la Figure C-4.

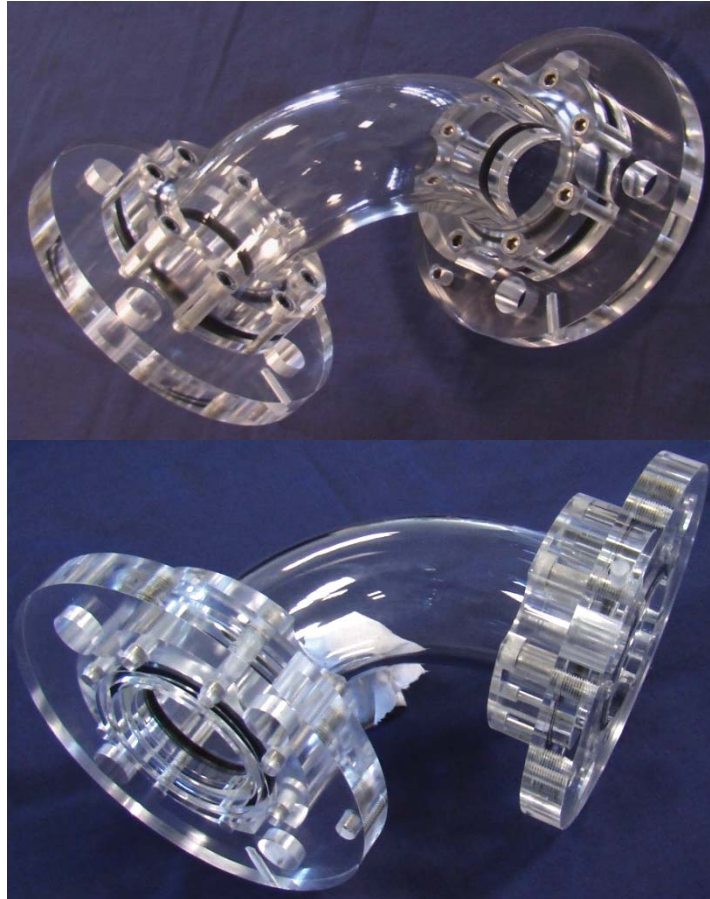


Figure C-4 : Photos du coude en verre

C - 3. Conclusions sur les moyens expérimentaux

Le banc diphasique existant de l'ONERA a été étendu et ramené à un diamètre de 50 mm afin de travailler dans une gamme de pression plus élevée et d'étudier l'influence d'une singularité de type coude sur l'écoulement annulaire dispersé. Une version métallique permet de travailler jusqu'à des pressions absolues de 3,5 bar. Une version transparente permet, à pression atmosphérique, de réaliser des visualisations afin de caractériser qualitativement le film liquide ainsi que la phase dispersée. Des tranches de conduite permettent l'insertion d'une manchette de mesure afin de caractériser quantitativement le film liquide en différentes sections.

La présentation de ces manchettes de mesures et des différentes techniques de mesure utilisées fait l'objet de la section suivante.

D - TECHNIQUES DE MESURES

L'objectif de cette section est de décrire les méthodes et les techniques utilisées lors de cette étude afin d'observer et de mesurer des phénomènes et des grandeurs caractéristiques de l'écoulement annulaire dispersé en conduite.

Avant de caractériser l'écoulement diphasique, tout d'abord, il est nécessaire de caractériser les conditions d'entrée de chacune des phases. Des mesures de la vitesse de l'air par vélocimétrie laser (LDA) sont réalisées afin de s'assurer du caractère établi de l'écoulement aérodynamique à l'amont de la canne d'injection et de déterminer l'influence de cette canne sur l'écoulement d'air. Ensuite, des visualisations de l'injection par ombroscopie permettent d'obtenir l'angle de pulvérisation à l'aval des injecteurs, de caractériser la zone d'impact et donc la zone de formation du film liquide et d'analyser les instabilités qui apparaissent à la surface du film liquide. Puis, une méthode résistive est utilisée pour accéder à l'épaisseur locale de ce film en différentes sections et positions azimutales. En parallèle, les débits de liquide s'écoulant en paroi sont mesurés par une méthode de récupération. La phase dispersée est caractérisée à l'aide d'un granulomètre à phase Doppler (LPDA) en plusieurs sections afin d'obtenir la vitesse et le diamètre des gouttes le long de l'écoulement. Pour compléter cette analyse, des mesures de pression sont réalisées en différentes sections du montage expérimental.

Dans ce chapitre sont présentées successivement les mesures de pression, les techniques de visualisations, les méthodes optiques basés sur l'interférométrie et, enfin, les méthodes de caractérisation du film (épaisseur et débit).

D - 1. Méthodes et techniques utilisées lors des mesures de pression

Cette technique est utilisée afin de mesurer les pertes de charges le long de la conduite. Cette technique peut être utilisée en présence ou non de phase liquide mais aussi à pression atmosphérique ou à une pression de 3,5 bar. Cette mesure est basée sur une mesure différentielle entre le point de mesure et un point de référence. Comme il est indiqué dans le chapitre présentant les moyens expérimentaux (C - 2. 1), plusieurs prises de pression statique, de type raccord rapide Legris, sont disponibles le long de la conduite. Ces prises de pression statique, situées dans le plan vertical médian de la conduite, sont repérées en **bleu** conformément au schéma suivant (Figure D-1). La prise n° 1 constitue la référence. Pour distinguer deux prises de pressions situées dans une même section, celles-ci sont repérées par la lettre H (Haut) et B (Basse). Pour simplifier l'analyse, cette notation valable pour les parties horizontales est conservée pour la partie verticale par continuité.

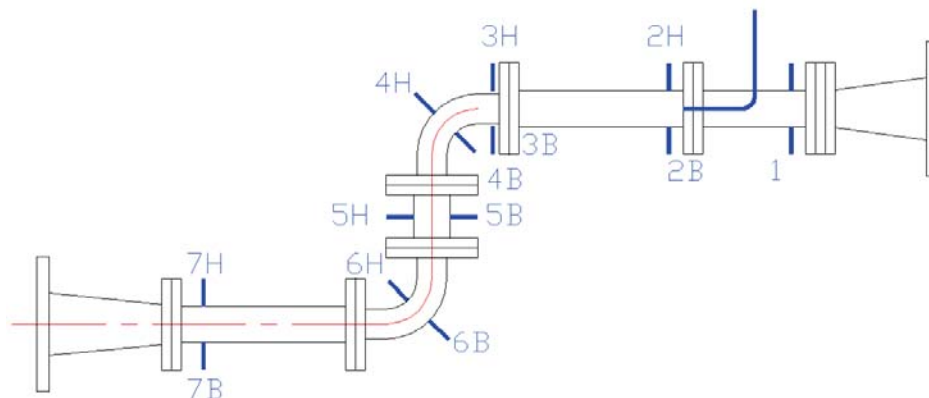


Figure D-1 : Schéma d'implantation et de repérage des prises de pression pariétales

Les différentes prises de pression sont reliées à un scanner de marque Furness permettant de les connecter séquentiellement au capteur de pression de type Validyne.

Lors de mesures en présence d'un film pariétal et du fait des oscillations de pression et de la compressibilité de l'air présent dans les connections fluidiques entre la prise de pression et le capteur, une partie du liquide peut pénétrer dans les connecteurs et entraîner une erreur de mesure. Plusieurs solutions ont alors été envisagées pour pallier à ce problème :

- Mise en place d'une membrane dans le raccord, transmettant les variations de pression
- Remplissage des tuyaux avec de la glycérine pour empêcher le passage de l'eau
- Utilisation de réservoirs tampons
- Filtrage des oscillations à l'aide d'un orifice de faible dimension

D'après Salque (2010), les meilleurs résultats, en termes de transmission des variations de pression, sont obtenus par le perçage d'un orifice de petite taille (0,5 mm) dans une membrane placée dans le raccord à proximité de la prise de pression. C'est donc cette dernière solution qui est adoptée. Il est à noter que malgré cette technique, les mesures à 3,5 bar en présence de film liquide n'ont pas pu être réalisées.

Afin d'analyser ces mesures, un coefficient K , dit "**facteur de perte de charge**" relié à la pression différentielle ΔP sera utilisé :

$$K = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (\text{D-1})$$

La vitesse débitante U_0 de l'air dans la section de mesure est déterminée à partir du débit d'air, de la section de la conduite et des conditions thermodynamiques (pression, température). Les valeurs obtenues pourront être comparées aux résultats de la littérature ou aux résultats de simulations.

D - 2. Méthode et techniques de visualisation

Lors de ce travail, des techniques de visualisation sont utilisées pour caractériser l'atomisation de l'eau au voisinage de l'injecteur et étudier le comportement de la phase liquide en aval de l'injecteur dans la conduite. La mise en place de ces techniques nécessite en premier lieu un moyen d'éclairage, ensuite un système d'acquisition et enfin un traitement spécifique.

D - 2. 1. Méthodes d'éclairage

Les visualisations sont réalisées par **ombroscopie**. Cette technique consiste à visualiser l'ombre de l'objet. La scène observée est donc placée entre la source de lumière et la caméra. Pour assurer une répartition homogène de la lumière incidente, un écran blanc est placé entre la source et l'objet à étudier comme indiqué sur la Figure D-2. Afin de pouvoir effectuer des enregistrements vidéo avec un faible temps d'exposition, deux moyens d'éclairage sont utilisés. Pour des observations à faible cadence, **un stroboscope réglé à une cadence de 30 Hz** permet d'éclairer l'écoulement sur un temps suffisamment court pour figer le mouvement et éviter le phénomène de flou. Pour les acquisitions à haute cadence, une source lumineuse continue de forte intensité de type Dedocool T3 est utilisée. Cette source de lumière produit une lumière blanche intense, mais possède la particularité de ne pas dégager de chaleur contrairement aux lampes classiques.

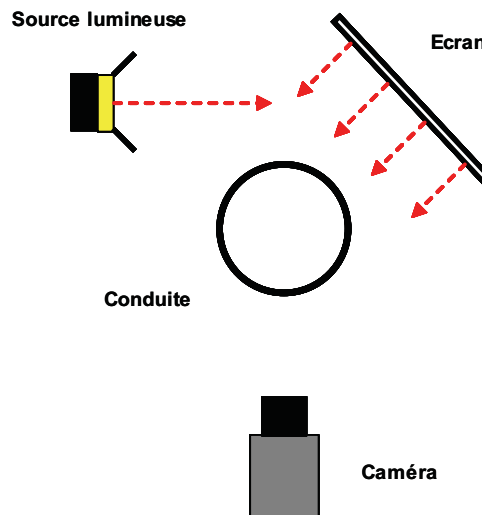


Figure D-2 : Montage utilisé pour les visualisations en ombroscopie

D - 2. 2. Caméras utilisées

Pour les visualisations à faible cadence, une caméra Sony XCD SX90 de résolution 1280 x 960 est utilisée. Celle-ci est couplée au stroboscope à l'aide d'un signal de synchronisation. Des séquences de 500 images successives sont ainsi enregistrées.

Pour ce qui est des visualisations à cadence rapide, le but est d'obtenir des détails plus fins, sans effet de flou du fait de phénomènes d'intégration temporelle moindres. Les phénomènes tels que l'« éclaboussement » peuvent être résolus en temps avec au moins cinq images. Cette technique permet d'accéder à des fréquences d'instabilités plus élevées (2,5 kHz à 5000 ips) et aux vitesses des vagues par inter-corrélation entre fenêtres d'images. Pour ce faire, une caméra rapide couleur de type Phantom V9 est mis en œuvre. Elle permet de réaliser des visualisations en pleine résolution (1200 x 1600) jusqu'à 6600 Hz. Pour cette étude, l'acquisition a été réalisée avec **une cadence de 1000 Hz sur 10 000 images** afin de pouvoir suivre la progression des ondes le long de la conduite et de disposer d'un nombre d'images conséquent pour les calculs de corrélation.

D - 2. 3. Traitement des images

Suivant les applications, des traitements spécifiques sont mis en place. Pour étudier la zone d'injection, le but recherché est principalement de **déterminer les angles des panaches** formés à l'aval des injecteurs. Pour l'étude de l'écoulement dans la conduite, une analyse instationnaire est nécessaire et un suivi temporel des phénomènes est mis en œuvre.

D - 2. 3. 1. Analyses des images au niveau de l'injection

Cette analyse consiste à obtenir une séquence d'images qui caractérise le panache des buses. Puis un post-traitement basé sur une somme de luminance des images d'une séquence permet d'obtenir l'angle de pulvérisation. La détermination des angles d'injections est réalisée en utilisant le logiciel « image » de l'ONERA.

Sur chacune des images enregistrées, un niveau de sombre traduit la présence d'une goutte et un niveau clair traduit la non-présence d'une goutte. Ainsi, un post-traitement basé sur les degrés de luminance de chaque image peut être utilisé. Un exemple d'image obtenue est présenté à la Figure D-3.



Figure D-3 : Panache de pulvérisation issu d'une buse

Le premier post-traitement utilisé consiste à **sommer tous les points de luminance minimale ou maximale** sur toutes les images d'une séquence (ET logique) afin d'obtenir deux images dites "minimale" et "maximale".

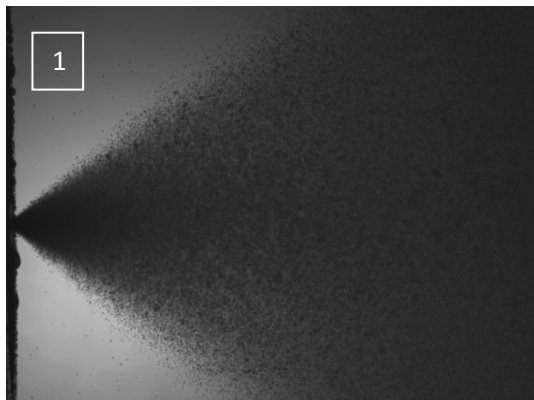


Image "minimale"

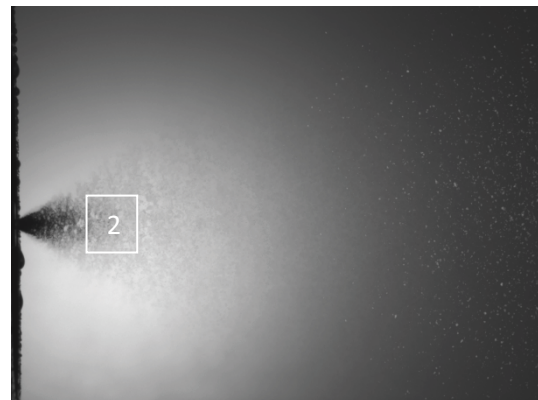


Image "maximale"

Figure D-4 : Images "minimale" et "maximale" d'une séquence de 500 images

A travers ces deux images (Figure D-4), il existe donc 3 zones :

- Une zone où sur toutes les images de la séquence, aucune goutte n'est présente (Zone 1)
- Une zone où sur toutes les images de la séquence, il y a toujours une goutte (Zone 2)
- Une zone où sur au moins une image de la séquence, une goutte est présente (Zone intermédiaire)

Des outils de traitement d'image permettent sur chacune de ces deux images de relever l'angle de cône. Le principe même du traitement montre que l'angle effectif du cône de pulvérisation est compris entre un angle minimal et maximal. Toutefois, l'angle maximal n'est atteint que pour un très petit nombre de gouttes. Par ailleurs, il est à noter que **l'angle mesuré n'est valable qu'au voisinage immédiat de la buse**. Ainsi, c'est bien le confinement du jet par l'écoulement d'air qui impose la position de la zone d'impact des gouttes et de la création du film en paroi.

La deuxième technique consiste à **seuiller la luminance de l'image** et à rassembler (ET logique) tous les pixels où une goutte est passée sur l'ensemble des images d'une séquence. L'enveloppe maximale du panache est ainsi obtenue. La qualité des images réalisées fait que le seuillage peut faire apparaître des points vus comme des gouttes alors qu'ils sont en dehors du panache. Toutefois, en choisissant un niveau de seuillage plus bas, il est possible de faire apparaître de façon claire l'amont du panache. La forme du panache ainsi obtenu (Figure D-5) permet de vérifier la nature de la buse : cône creux ou cône plein.

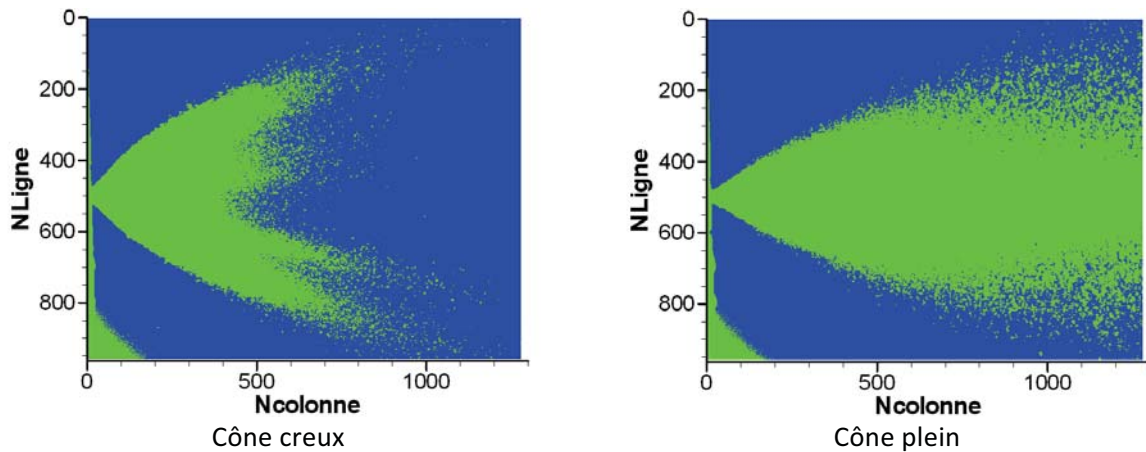


Figure D-5 : Panaches des buses TX14 (Cône creux) et TG3 (Cône plein)

D - 2. 3. 1. Analyses du comportement du film

La méthode présentée dans cette partie est utilisée afin de visualiser les instabilités de surface à l'interface liquide/air le long de la conduite et ensuite d'en déterminer leurs caractéristiques. Elle consiste à obtenir une séquence d'images à très haute cadence caractérisant l'écoulement le long de la conduite. Puis un logiciel de traitement PIV est utilisé pour obtenir ces caractéristiques.

La conduite rectiligne, de longueur 6D, est découpée en trois champs de 12 cm utiles, soit 2.4 D. Ces champs sont repérés par la position de leur extrémité droite (début à 0 cm, 6 cm ou 12 cm) conformément aux indications d'une mire solide de la conduite comme le montre la Figure D-6. Le coude a fait également l'objet d'investigations.

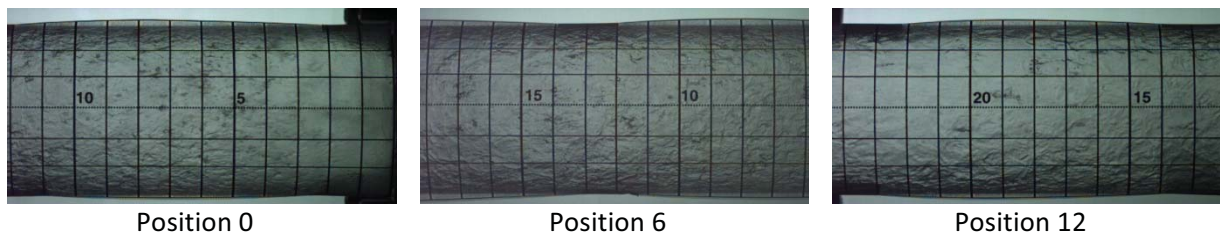


Figure D-6 : Conduite rectiligne de longueur 6D – Positions des visualisations rapides

D - 3. Méthodes et techniques de mesure basées sur l'interférométrie et l'effet Doppler

L'analyse d'une phase dispersée au sein d'un écoulement porteur nécessite de mesurer différentes grandeurs représentatives des deux phases en présence. Dans le travail présenté, l'analyse se limitera à quatre grandeurs :

- La vitesse du gaz,
- La vitesse des gouttes,
- La taille des gouttes,
- La distribution en débits des gouttes.

Pour ce faire, deux techniques très proches basées sur l'interférométrie Doppler laser sont utilisées :

- L'anémométrie Doppler laser (Acronyme LDA en anglais pour Laser Doppler Anemometer),
- La granulométrie laser à effet Doppler (Acronyme LPDA en anglais pour Laser Phase Doppler Anemometer).

D - 3. 1. Anémométrie Doppler laser

La technique de vélocimétrie laser dite Anémométrie Doppler Laser (LDA) est une technique optique de mesure non intrusive de la vitesse locale et instantanée d'un fluide, permettant une caractérisation détaillée d'écoulements aérodynamiques complexes. Cette méthode est appliquée à la sortie de la manchette d'injection pour, à la fois, vérifier si l'écoulement est bien établi à l'issu des 5D après le conditionneur, mais également pour capter le blocage aérodynamique lié à la géométrie de la buse. Il est à noter que ces mesures sont réalisées sans injection du liquide et donc l'influence de la phase dispersée sur l'écoulement d'air n'est pas prise en compte. Pour ce faire, tout d'abord, des traceurs sont générés dans l'écoulement d'air à l'amont de la section de mesure. Puis, ceux-ci traversent le volume de mesure qui est déplacé dans l'espace à l'aide d'un système 3D motorisé afin de cartographier l'écoulement.

D - 3. 1. 1. Génération de traceurs dans l'écoulement d'air

La détermination de la vitesse du gaz repose sur la mesure de la vitesse de petites particules passant dans le volume de mesure. Ceci implique que ces dernières suivent parfaitement l'écoulement. Pour ce faire, elles doivent avoir un temps de réponse τ_p bien inférieur au temps caractéristique τ_{gaz} de l'écoulement gazeux. Il est rappelé que le rapport entre ces deux temps forme le nombre de Stokes. En pratique, de fines gouttelettes d'huile d'olive de diamètres submicroniques sont injectées à l'amont de la section de mesure. Ces particules sont générées par un système qui reprend le principe du pistolet à peinture : de l'air comprimé, issu du réseau 7 bar, passe devant la sortie profilée d'un tube de faible diamètre plongeant dans un réservoir d'huile (Figure D-7 a). Au passage de l'air, de l'huile monte dans ce tube par dépression et se trouve pulvérisée par cisaillement pour, enfin, être entraînée par l'écoulement d'air. Les gouttelettes générées passent ensuite dans un second récipient (Figure D-7 b) qui piège les plus grosses par gravité. Le brouillard qui en résulte possède des gouttes de diamètres homogènes. Ce brouillard est enfin injecté plusieurs diamètres avant le conditionneur d'écoulement.

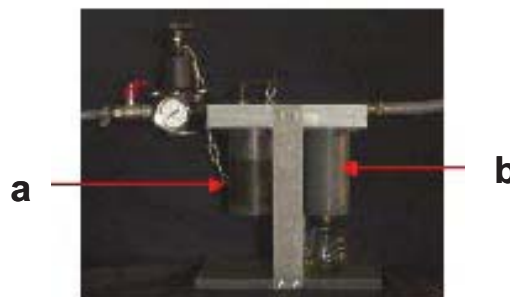


Figure D-7 : Système d'ensemencement en huile d'olive

D - 3. 1. 2. Principe de fonctionnement

Le système LDA utilisé est développé par la société Dantec Dynamics. Un schéma du principe de fonctionnement est présenté en Figure D-8. Une source laser continue monochromatique émet un rayon qui passe à travers une cellule de Bragg dans lequel il est divisé en deux faisceaux distincts cohérents, parallèles et de même intensité. Ces deux faisceaux sont ensuite focalisés en un point de l'espace à l'aide d'une lentille et crée un volume de mesure dans lequel il se crée un système de franges d'interférences lumineuses. L'angle θ entre les directions de propagation de ces deux faisceaux provoque l'apparition de ce réseau de franges parallèles à la bissectrice de l'angle θ . Pour pouvoir déterminer le sens de la vitesse, un des deux faisceaux résultants de la cellule de Bragg y a subi un décalage en fréquence de 40 MHz. Ce décalage en fréquence permet de faire défiler les franges dans le volume de mesure et donc de détecter le signe de la vitesse mesurée. Les particules qui passent à travers le système de franges diffusent de la lumière qui est captée par un photo-détecteur. Ce dernier est connecté à un système d'acquisition et de traitement du signal lui-même

connecté à un ordinateur. La fréquence Doppler f_D ainsi mesurée permet ensuite de remonter à la vitesse des particules qui passent dans le volume de mesure par la relation suivante $V = d_f \cdot f_D$ où d_f représente la distance entre les franges (encore nommé interfrange).

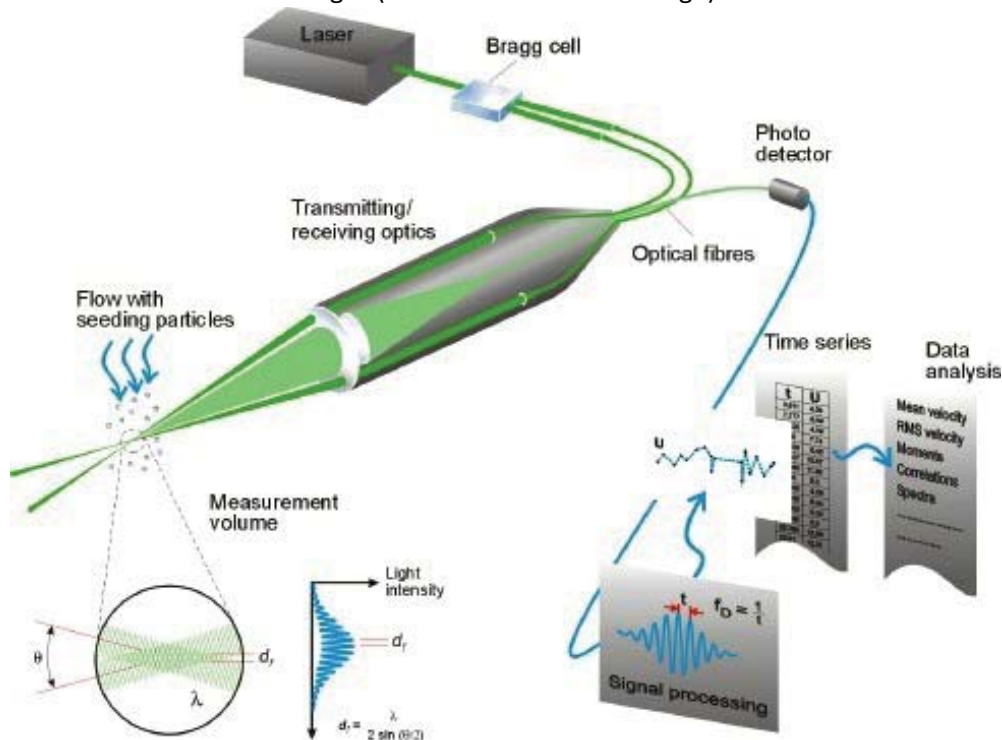


Figure D-8: Schéma de principe de la technique de mesure LDA (Dantec Dynamics®)

Ce système permet donc de mesurer une des deux composantes de la vitesse perpendiculaire à la tête d'émission. Ainsi, il suffit d'utiliser deux couples de faisceaux laser de longueurs d'onde différentes (**bleu** et **vert** dans la présente étude) pour obtenir les deux composantes (U et W) simultanément. Les caractéristiques des faisceaux émis, du réseau de franges ainsi que du volume de mesure sont présentées dans le Tableau D-1 ci-dessous.

Longueurs d'onde	457 et 532 nm
Distance focale de la lentille	400,9 mm
Demi-angle de croisement des faisceaux	2,7°
Diamètre du faisceau au point focal	1,35 mm
Diamètre du volume de mesure	173 et 201 µm
Longueur du volume de mesure	3,65 et 4.25 mm
Volume du volume de mesure	5,72 x 10 ⁻¹¹ et 8,99 x 10 ⁻¹¹ m ³
Espacement des franges	4,83 et 5,65 µm
Nombre de frange	35

Tableau D-1 : Grandeurs caractéristiques de la technique de mesure LDA

Le critère sur la durée d'acquisition est fixé soit par le nombre de particules qui ont traversé le volume de mesure (fixé à 20 000 pour ces essais) ou bien par un temps maximal de mesure (fixé à 25 secondes) dans le cas de brouillard peu dense.

Cette mesure est réalisée en « diffusion avant » ce qui permet d'obtenir des taux d'acquisition supérieurs à ceux obtenus par « rétrodiffusion » (Théorie de Mie, 1908).

Les têtes d'émission et de réception du signal sont fixées sur un système de déplacement motorisé assurant un positionnement relatif avec une précision de 0.1 mm dans les trois directions (X, Y et Z).

D - 3. 2. Granulométrie Laser à effet Doppler

Cette méthode est appliquée à la sortie de l'injecteur pour caractériser les gouttes issues de ce dernier, mais également en différentes sections de la conduite pour regarder l'évolution de ces gouttes le long de la conduite. Il est à noter que ces mesures ne peuvent pas être effectuées si les gouttes ne sont pas suffisamment distinctes. Ainsi, la mesure doit être effectuée à une distance raisonnable des phénomènes d'atomisation ou de pulvérisation d'une phase liquide continue.

Le principe est similaire à celui du LDA décrit à la section D - 3. 1. 2 : deux faisceaux cohérents convergent et créent un volume de mesure dans lequel il existe un système de franges d'interférences. Du fait de la position relative différente entre l'observateur et les directions de propagation des faisceaux, le signal recueilli en deux points (à l'aide de **deux photo-détecteurs**) aura une même fréquence de battement mais une origine de phase différente (Albrecht *et al.* (2003)). Ce déphasage est directement lié à la taille des particules et, dans certaines configurations, à l'indice de réfraction de la particule. Ainsi comme précédemment, la fréquence du signal permet de mesurer la vitesse de la goutte perpendiculaire aux franges et le déphasage, quant à lui, permet de remonter au diamètre. Un schéma du principe de fonctionnement est présenté en Figure D-9.

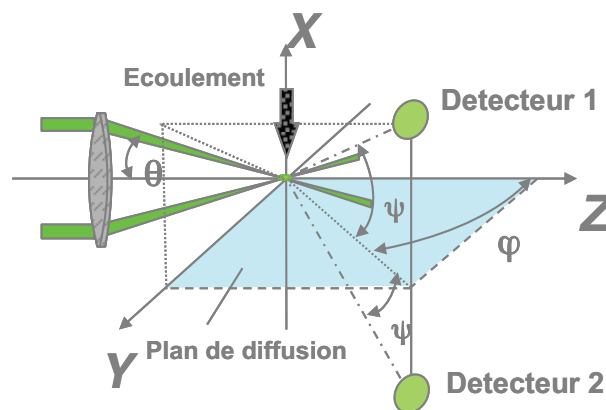


Figure D-9: Schéma de principe de la technique de mesure de granulométrie par PDA (Dantec Dynamics®)

Comme précédemment, l'utilisation de deux couples de lumière permet de remonter à deux composantes de la vitesse. De même, le critère sur la durée d'acquisition est fixé soit par le nombre de particules qui ont traversé le volume de mesure (fixé à 50 000 pour ces essais) ou bien par un temps maximal de mesure (fixé à 40 secondes) dans le cas de brouillard peu dense.

Pendant la durée de l'acquisition du signal, le PDA enregistre les caractéristiques de toutes les gouttes qui traversent le volume de mesure et qui réémettent une lumière diffusée. Il stocke ainsi pour chaque goutte les composantes U , W de la vitesse instantanée et le diamètre D . Il est donc possible de déterminer des grandeurs moyennes ou de travailler directement sur les données brutes issues de la mesure. Dans le cadre de cette étude, il est décidé, d'une part, de travailler avec les données moyennes (U_{moy} , W_{moy} et D_{32}) afin d'observer les distributions en chacune des sections et, d'autre part, avec les données brutes afin de déterminer les vitesses des gouttes par classe en traçant des corrélations tailles/vitesses.

Il est à noter que le logiciel de post-traitement permet de déterminer le flux volumique local. Toutefois, cette information est qualitative et ne permet pas, par intégration du profil, de remonter au débit total injecté. Néanmoins, elle permet de déterminer la distribution relative du liquide dans la section de mesure. Elle sera utilisée avec une normalisation arbitraire pour déterminer les conditions d'injections à l'aval de l'injecteur dans les simulations numériques.

D - 3. 3. Convention et maillage

Les conventions de repère placent l'axe X dans l'axe de la conduite, son origine étant placée en sortie de la buse d'injection. L'axe Z est dirigé vers le haut (opposé au sens de la gravité), et l'axe Y se déduit des deux autres (Figure D-10) pour obtenir un trièdre direct (0,xyz). Ainsi, les deux composantes obtenues par la LDA sont la composante suivant X, notée U et suivant Z, notée W.

Figure D-10 : Conventions de repère pour l'injection

Grâce au système de déplacement motorisé, il est possible de réaliser des mesures en des points discrets sur des axes situés à 90° ou tous les 45° comme le décrit la Figure D-11. Ces mesures sont effectuées à une distance « d » du plan considéré (plan d'entrée et de sortie de la section rectiligne horizontale, plan de sortie du coude). Cette distance permet soit d'avoir une phase liquide suffisamment pulvérisée notamment pour les mesures de tailles de gouttes (en sortie d'injecteur) ou soit d'avoir un film pariétal suffisamment atomisé de façon à laisser passer les faisceaux laser (en sortie de conduite et en sortie de coude).

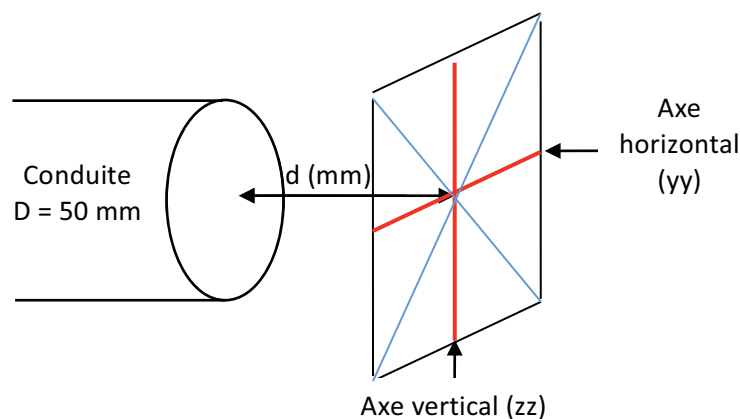


Figure D-11 : Schématisation des traversés du système de mesure dans le repère défini avec les conventions de la Figure D-10

Sur les deux axes (yy et zz), la composante **U** est mesurée. Celle-ci **correspond à la vitesse longitudinale**. Dans le cas du **profil horizontal**, la composante **W** qui est mesurée **correspond à la vitesse tangentielle V_t** (Figure D-12), alors que **dans le cas du profil vertical**, cette composante **W** correspond à la vitesse radiale V_r .

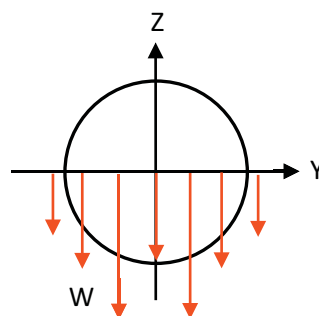


Figure D-12 : Vitesses radiale et tangentielle

A partir de la convention définie en Figure D-10, les angles sont définis pour les différentes positions azimutales et le repère lié à la sortie du coude est déduit. Les angles 90° et 270° correspondent alors respectivement au rayon externe et interne du coude comme le montre la Figure D-13.

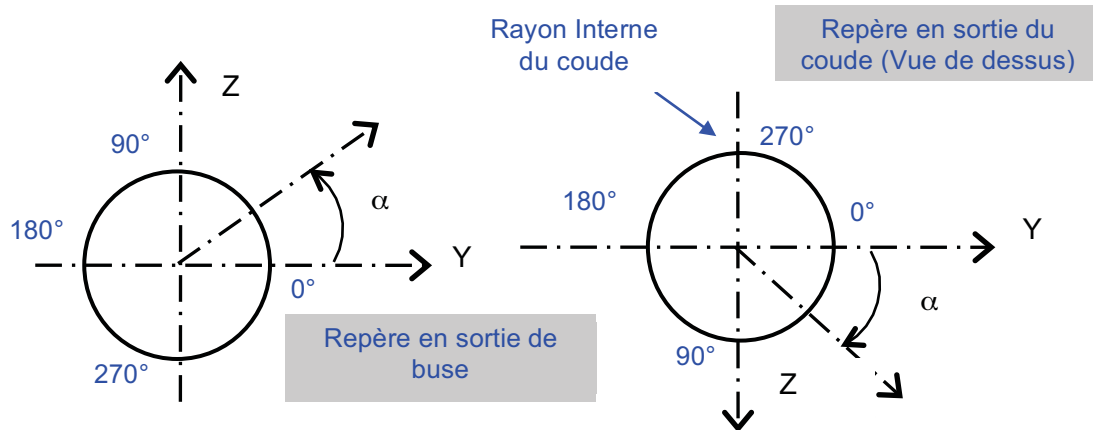


Figure D-13 : Repères retenus pour la mesure azimutale d'épaisseur de film

D - 4. Méthodes et techniques utilisées lors de la caractérisation du film liquide

Dans la littérature, différents auteurs tels que Dethienne (1989) ou encore Wittig (1997) proposent de modéliser un film liquide entraîné par un écoulement sous forme d'un substrat sur lequel se déplace une couche à vagues (Figure D-14).

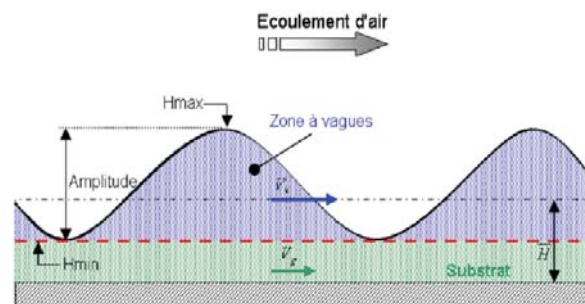


Figure D-14 : Modélisation d'un film liquide entraîné par un écoulement

C'est pourquoi caractériser le film liquide s'avère être une tâche plus complexe. En effet, celle-ci doit qualifier et quantifier à la fois le film de base (le substrat) et ses instabilités de surface. Il est donc nécessaire de coupler l'utilisation de plusieurs méthodes et techniques afin de caractériser, d'une part, l'ensemble du film liquide (le substrat + la couche à vague d'une part) et, d'autre part, un seul élément (la couche à vagues). Ainsi, les méthodes présentées ci-dessous permettent la mesure de l'épaisseur du film et de son débit.

D - 4.1. Mesure locale de l'épaisseur du film liquide par méthode résistive

Cette méthode est utilisée afin de mesurer l'épaisseur de film localement avec une précision de 10 à 50 μm suivant la gamme d'épaisseur. Celle-ci est appliquée en diverses sections de la conduite (3D et 5D après l'injection et en sortie du coude). Par ailleurs, la conception de la manchette de mesure associée à cette méthode lui confère la possibilité d'obtenir une distribution azimutale des mesures. Cette méthode est basée sur la mesure instantanée de la conductance de la hauteur de liquide qui passe au dessus des électrodes de mesures. L'acquisition de ce signal et son traitement permettent

d'obtenir l'épaisseur instantanée du film après comparaison avec une courbe d'étalonnage. C'est pourquoi, après avoir expliqué le principe de la méthode et présenté la manchette de mesure, la méthode de mise en œuvre de la mesure est explicitée.

D - 4. 1. 1. Principe de la méthode résistive

Le principe de la méthode utilisée est basé sur la mesure de la conductance G (exprimée en Siemens S) d'une épaisseur δ du liquide de conductivité γ (exprimée en Siemens/m, et, très souvent en mS/cm) présent entre deux électrodes de diamètre d et d'écartement s . Hewitt (1978) montre que, pour un rapport $\frac{s}{d}$ égal à 4, la loi d'évolution de l'admittance G^* définie par $G^* = \frac{G}{\gamma s}$ avec l'épaisseur adimensionnelle $h = \frac{\delta}{s}$ présente une partie linéaire de forte sensibilité suivie d'une variation vers une valeur asymptotique égale à 0,25. Afin d'obtenir une conductivité électrique significative de l'eau, celle-ci est enrichie en sel dans un bidon de mélange où convergent l'eau pure et de la saumure. La conductivité γ est mesurée à l'aide d'un conductimètre. Ce système, équipé d'une sonde de température, donne une valeur de conductivité ramenée à une température de 25°C.

D - 4. 1. 2. Manchette de mesure

A partir des résultats d'estimations d'épaisseurs de film obtenus lors d'une pré-étude basée sur des visualisations, **deux gammes d'épaisseurs respectivement égales à 1500 et 4500 μm** sont définies. Une manchette de mesure de diamètre intérieur $D=50$ mm et de longueur 100 mm, soit $2D$, est étudiée puis réalisée. Deux emplacements de porte-sonde disposés à 90° au milieu de la longueur de la manchette sont fabriqués en matériau isolant. Ces porte-sondes sont usinés de façon à épouser parfaitement la conduite afin d'obtenir des électrodes affleurantes, ce qui évite de perturber l'écoulement.

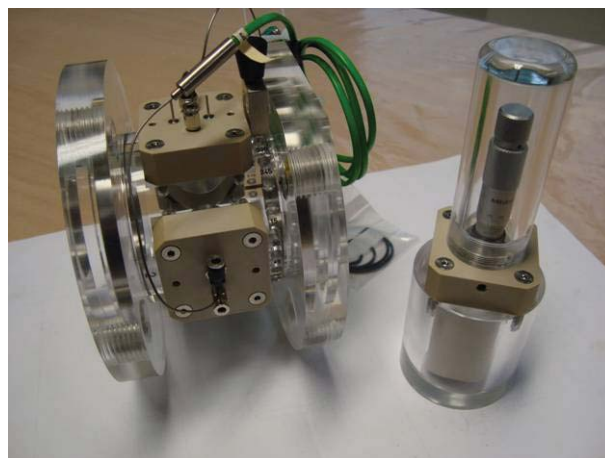


Figure D-15 : Manchette de mesure d'épaisseur de film et son système d'étalonnage

Un micro thermocouple est également implanté entre les électrodes afin d'accéder à la température du liquide au niveau de la mesure. La manchette (élément de gauche sur la Figure D-15) peut tourner autour de l'axe de la conduite, à l'aide de roulements intégrés, de manière à pouvoir procéder à des mesures azimutales par pas de 15° . Un système d'étalonnage basé sur un cylindre et un piston (élément de droite sur la Figure D-15) permet de mettre en contact des électrodes une épaisseur connue de liquide et, ainsi, de décrire toute la courbe d'étalonnage.

D - 4. 1. 3. Mise en œuvre de la méthode de mesure.

La mise en œuvre de la technique passe par une première étape qui repose sur la **calibration de l'électronique** de mesure réalisée en interne à l'ONERA. La conductance est l'inverse d'une résistance. Ainsi, il suffit de remplacer les électrodes par une succession de résistances de valeurs connues décroissantes pour obtenir une courbe reliant conductance et tension de sortie de l'électronique (Figure D-16).

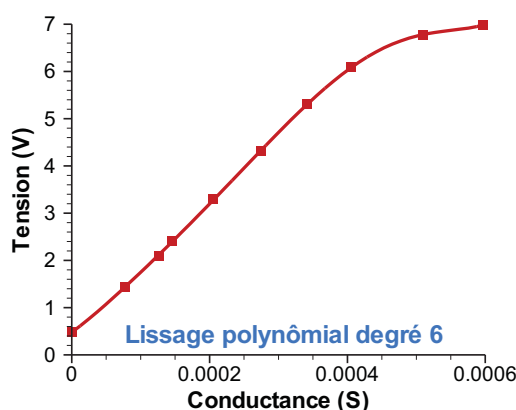


Figure D-16 : Courbe d'étalonnage de l'électronique de mesure d'épaisseur de film

Cette courbe présente une saturation à partir de 7 V mais elle est **linéaire sur une plage 0,5 – 6 V**. Il est donc nécessaire de rester dans ce dernier domaine de fonctionnement afin d'avoir une bonne résolution.

La deuxième étape de mise en œuvre de la méthode de mesure passe par l'**étalonnage de la relation conductance = f(épaisseur) pour différentes valeurs de la conductivité de l'eau**. Cette conductivité, ramenée par le conductimètre à 25°C, est corrigée en tenant compte de la valeur de la température de l'eau utilisée pendant l'étalonnage, suivant la relation :

$$\gamma(T) = \gamma(25)[1 + 0,02(T - 25)] \quad (\text{D-2})$$

Pour la gamme d'épaisseurs la plus faible, cette procédure est réalisée sur une plage de 1500 μm , pour des valeurs de conductivité comprises entre 2 et 10 mS/cm.

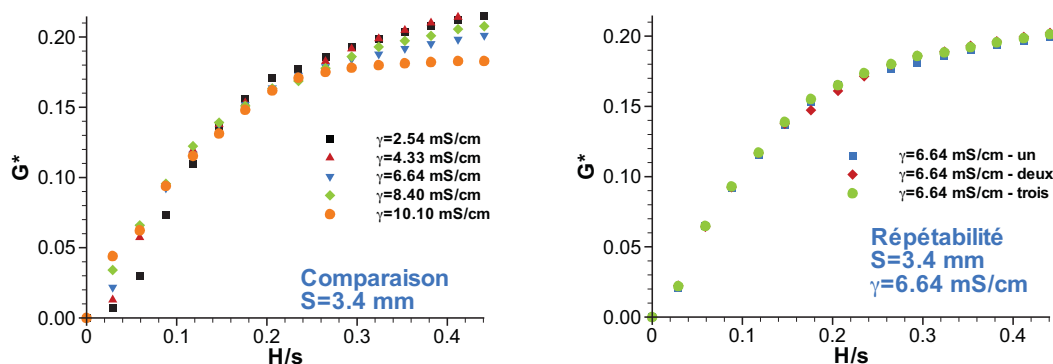


Figure D-17 : Courbes d'étalonnage $G^*=f(h/s)$ pour la gamme 0-1500 μm (à gauche) – Évaluation de la répétabilité (à droite)

Les courbes obtenues (Figure D-17 à gauche) montrent un effet de seuil pour les faibles conductivités et une saturation d'autant plus rapide que la conductivité est élevée. Toutefois, sur **une plage 6,5 à 9,5 mS/cm**, les courbes présentées en admittance et en épaisseur réduite se superposent sur une partie linéaire. Il suffit donc de conserver la valeur de la conductivité dans cette plage pour éviter les zones de saturation. Dans cette plage d'utilisation, la **précision de la mesure est de 10 μm** soit 0,7 % par rapport à l'épaisseur maximale mesurable. La **répétabilité** (Figure D-17 à droite) qui porte sur trois courbes réalisées chacune à un jour d'intervalle est très **satisfaisante**.

Pour la gamme d'épaisseurs la plus élevée, l'étalonnage est mené sur une plage de 4500 μm , pour des valeurs de conductivité comprises entre 1 et 4 mS/cm (Figure D-18 à gauche). Un effet de seuil très marqué est présent. Ceci est lié à la configuration des électrodes qui sont très écartées (15,2 mm), ce qui demande un minimum d'épaisseur de film pour donner un signal suffisamment détectable. Cet effet n'est pas gênant puisque l'autre système est prévu pour être utilisé pour les faibles épaisseurs. Une rapide saturation peut être notée, en particulier pour les conductivités élevées. Comme dans le cas précédent, une **plage de conductivité centrée sur 2,6 mS/cm** a été retenue pour conserver une courbe linéaire jusqu'à $h/s=0.15$ environ. Dans cette plage d'utilisation, la **précision de la mesure est de 40 μm** soit 0,7 % par rapport à l'épaisseur maximale mesurable. Là aussi, la répétabilité est très bonne (Figure D-18 à droite).

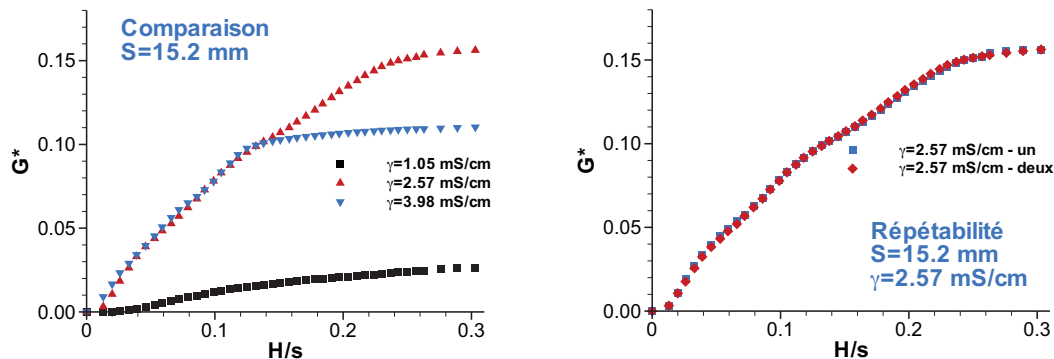


Figure D-18 - Courbes d'étalonnage $G^*=f(H/s)$ pour la gamme 0-4500 μm (à gauche) – Évaluation de la répétabilité (à droite)

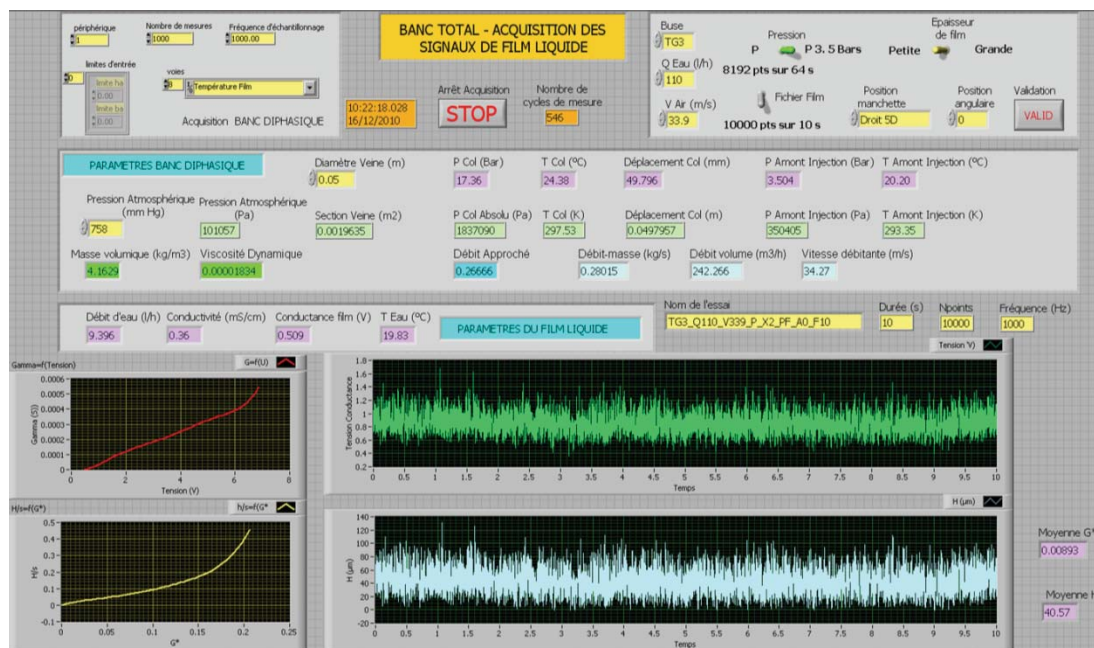


Figure D-19 – Programme d'acquisition développé sous Labview® pour la mesure d'épaisseur de film liquide

Un programme d'acquisition développé sous Labview® est présenté Figure D-19. Il permet de réaliser les opérations suivantes :

- Choisir les paramètres d'essai : le type de buse, le débit d'eau, la vitesse d'air, le système de mesure (faible ou forte gamme), les caractéristiques du fichier d'acquisition (nom, nombre de points, fréquence),
- Surveiller les paramètres de banc : la pression et la température du col, la pression et la température de la veine, le débit massique et la vitesse débitante,

- Surveiller les paramètres de la phase liquide : le débit d'injection, la température et la conductivité de l'eau,
- Relever la tension de l'électronique, la conductivité et la température du film (entre les électrodes),
- Corriger la conductivité avec la température, calculer la conductance réduite, et utiliser les courbes d'étalonnage pour obtenir l'épaisseur de film,
- Afficher l'admittance G^* et l'épaisseur moyenne de film pour contrôler la bonne utilisation de la plage linéaire de la courbe d'étalonnage,
- Stocker des fichiers.

D - 4. 1. 4. Modélisation du film liquide et dépouillements associés.

L'épaisseur du substrat correspond au minimum de l'épaisseur relevée sur un signal temporel de durée finie. L'amplitude des vagues correspond à la différence entre les valeurs maximum et minimum relevées sur le signal. Toutefois, afin d'éviter les événements extrêmes, ces valeurs minimale et maximale sont obtenues à partir de l'histogramme cumulé des épaisseurs obtenues sur le signal, qui, en général, se présente sous forme d'une Gaussienne. Les valeurs obtenues pour les fréquences cumulées de 1% et 99% sont alors respectivement affectées au minimum et au maximum (Figure D-20).

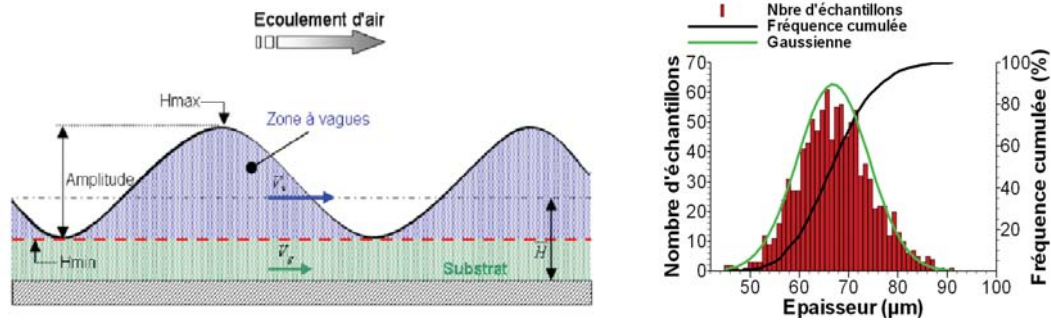


Figure D-20 : Modélisation d'un film liquide entraîné par un écoulement et histogramme des fréquences cumulées du signal issu de la mesure d'épaisseur de film

A partir d'un signal temporel, un certain nombre de quantités (exprimées en microns) sont calculées :

- La valeur moyenne \bar{H}
- La valeur RMS ou encore appelée moyenne quadratique H_{RMS} ,
- L'épaisseur du substrat $H_S = H_{1\%}$,
- L'amplitude des vagues $A_{CV} = H_{99\%} - H_{1\%}$,
- L'épaisseur de la couche à vagues $H_{CV} = \bar{H} - H_S$.

D - 4. 2. Mesure globale de débit de film par récupération à l'aide d'une fente

Cette méthode, mise en place à l'ONERA lors d'une précédente étude (Salque (2010)) est adaptée puis utilisée afin de mesurer le débit de film liquide en X=3D et 5D sur la section droite, ainsi qu'en sortie du coude. Cette méthode est basée sur la récupération du film liquide par une fente sur toute la section pendant un temps donné. Après une présentation du système de mesure, sa mise en œuvre est explicitée.

D - 4. 2. 1. Description du récupérateur de film liquide

Le principe du récupérateur de film consiste à placer une manchette cylindrique aux différentes sections de mesures $X=3D$, $X=5D$ et en sortie de coude. La Figure D-21 ci-dessous montre le système monté en ces différentes sections.

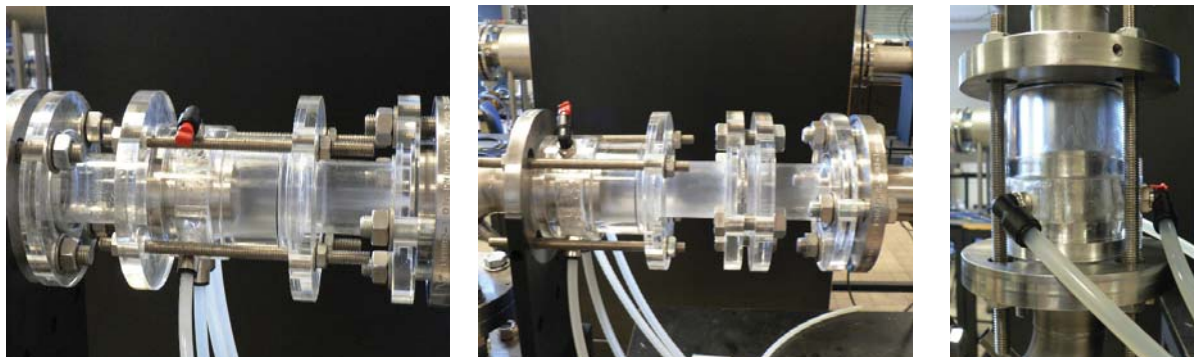


Figure D-21 : Vues du système de récupération de film liquide monté en $X=3D$, $5D$ et en sortie du coude

Cette manchette est constituée de deux cylindres concentriques (Figure D-22) distants d'une épaisseur de valeur 3 ou 5 mm. Il suffit de changer la pièce constituant la fente pour optimiser la quantité de liquide prélevée. L'aval de cette fente est fermé, de sorte que le liquide situé entre les deux cylindres soit ainsi capturé.

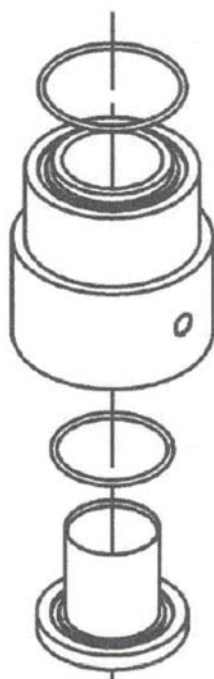


Figure D-22 : Schéma du récupérateur de film liquide – d'après SEF

Une fente longitudinale disposée sur le cylindre extérieur permet de diriger ce liquide dans un réservoir (Figure D-23). Le film liquide, passant ainsi entre la fente, est récupéré par un tuyau contrôlé par une électrovanne puis envoyé dans un récipient.

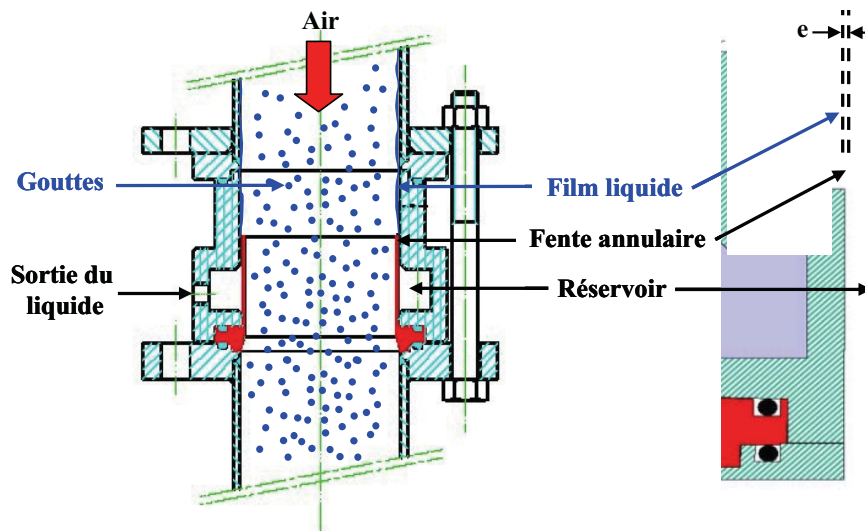


Figure D-23 : Principe du récupérateur de film liquide à fente

Il est à noter que contrairement au dispositif de mesure d'épaisseur de film qui permet une mesure locale, ce système permet uniquement une mesure de débit globale.

D - 4. 2. 2. Méthodologie suivie pour la mesure du débit de liquide

L'expérimentateur déclenche simultanément l'ouverture de l'électrovanne et l'enclenchement du chronomètre. Au bout d'un temps choisi par l'opérateur, cette électrovanne est fermée. Le liquide récupéré est alors pesé avec une balance de précision. Le calcul du débit de liquide récupéré est immédiat. Afin d'améliorer la précision de la mesure, cette opération est menée trois fois de suite et les résultats sont moyennés.

D - 5. Conclusions sur les techniques de mesures

Les conditions d'entrée de la phase gazeuse ainsi que de la phase liquide sont caractérisées. En effet, l'utilisation du LDA permet de vérifier l'écoulement établi en entrée de conduite rectiligne horizontale et prend en compte le blocage aérodynamique de la buse et l'effet de sillage de la canne. D'autre part, les visualisations de l'injection par ombroscopie permettent d'obtenir l'angle de pulvérisation des injecteurs et permettent de caractériser la zone d'impact et donc la zone de formation du film liquide. Cependant, le confinement de l'injection par l'écoulement gazeux fausse vraisemblablement la détermination de ces zones d'impacts. Ainsi, il est nécessaire de recouper et comparer cette information avec les données de granulométrie. Ensuite, l'écoulement annulaire dispersé formé par ces deux phases sur le banc est caractérisé à travers des mesures de pressions d'abord sans eau, puis avec, afin de vérifier l'influence distincte des deux phases. A la pression de 3,5 bar, seules les mesures de pression sans eau sont effectuées. Ceci est dû à des problèmes de rentrée de liquide dans les petits conduits reliant les prises de pression à l'appareil de mesure malgré l'utilisation de capteurs de pression par membrane. L'utilisation du LPDA permet d'obtenir la vitesse et la taille des gouttes de la phase dispersée le long de la veine. En ce qui concerne le film liquide, l'utilisation de la caméra rapide permet de visualiser les instabilités de surface et de mettre en évidence l'existence d'ondes à la surface du film. La technique de mesure d'épaisseur de film ainsi que celle de récupération de film sont mises au point à l'ONERA. Ces techniques permettent de modéliser rapidement le film grâce à la distribution azimutale des épaisseurs, la décomposition du film (en substrat + couche à vague) et de la connaissance des débits.

Toutes ces méthodes et techniques permettent donc de caractériser les écoulements diphasiques de l'injection à la sortie du coude. Elles permettent d'acquérir une base de données qualitative et quantitative conséquente sur de tels écoulements en vue de les confronter aux résultats issus des modèles numériques. C'est pourquoi, s'il faut acquérir une base de données à partir des conditions

industrielles et les simuler, il est donc nécessaire de transposer les conditions industrielles en conditions d'entrée de la maquette. C'est cette transposition par similitude qui permet de déterminer les conditions initiales, aussi bien expérimentales que numériques, de ces écoulements qui fait l'objet du chapitre suivant.

Partie 3 : DEMARCHE SCIENTIFIQUE

**CHAPITRE I : IDENTIFICATION DES CONDITIONS AUX LIMITES NÉCESSAIRES AU
CODE NUMÉRIQUE69**

**CHAPITRE II : CRÉATION D'UNE BASE DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES D'UN
ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ91**

**CHAPITRE III : SIMULATION NUMÉRIQUE AVEC LE CODE CEDRE DANS LA
CONDUITE DROITE ET CONFRONTATION AVEC LA BASE DE DONNÉES159**

Chapitre I :
Identification des conditions aux limites
nécessaires au code numérique

E - DEFINITION DES CONDITIONS D'INJECTION ET PRISE EN COMPTE AU NIVEAU DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

La présente étude a pour objectif de valider l'ensemble des modèles utilisés dans les codes de simulation numérique traitant des écoulements diphasiques. D'une façon classique, cette validation passe par une confrontation des résultats de la simulation avec des données expérimentales. Toutefois, la caractérisation fine des écoulements diphasiques obtenus sur un site industriel étant délicate voire impossible, il est nécessaire de reproduire ceux-ci à échelle réduite en laboratoire. Cet exercice passe préalablement par une analyse de similitude basée sur des cartographies d'écoulement utilisant des nombres adimensionnels. Ceci fera l'objet de la première partie de ce chapitre. Ensuite, une fois les conditions expérimentales à échelle réduite fixées, il est nécessaire de préciser les conditions aux limites qui seront utilisées dans la simulation numérique afin de reproduire l'injection des deux phases. Un des points critiques rencontrés lors de la mise en place de simulations numériques d'écoulement diphasique est la prise en compte de l'injection de la phase liquide. Celle-ci fait intervenir un ensemble de phénomènes physiques permettant de passer d'une phase homogène à une phase dispersée de type brouillard. Actuellement la prise en compte de l'ensemble de ces mécanismes n'est possible qu'en utilisant des simulations directes (VOF, Level Set) très coûteuses en temps et en espace mémoire. Ceci exclut actuellement leur utilisation dans des codes de simulation industriels visés par cette étude. Une autre approche est alors utilisée. Ainsi, dans la simulation numérique, la phase liquide est directement injectée sous forme de gouttes en différents points (appelés « injecteurs virtuels ») d'une section droite à l'aval de l'injecteur. Les caractéristiques des ces différents « injecteurs virtuels » (débit, taille et vitesse des gouttes) sont déduites des résultats d'une caractérisation expérimentale réalisée à l'aide d'un granulomètre phase doppler (PDA) dont le principe est décrit à la section D - 3. 2). Cette caractérisation et la modélisation de l'injection qui en sera déduite feront l'objet de la deuxième et de la troisième partie de ce chapitre.

E - 1. Définition des conditions expérimentales à échelle réduite

Au niveau industriel, il a été montré en section D - qu'il existe deux cas :

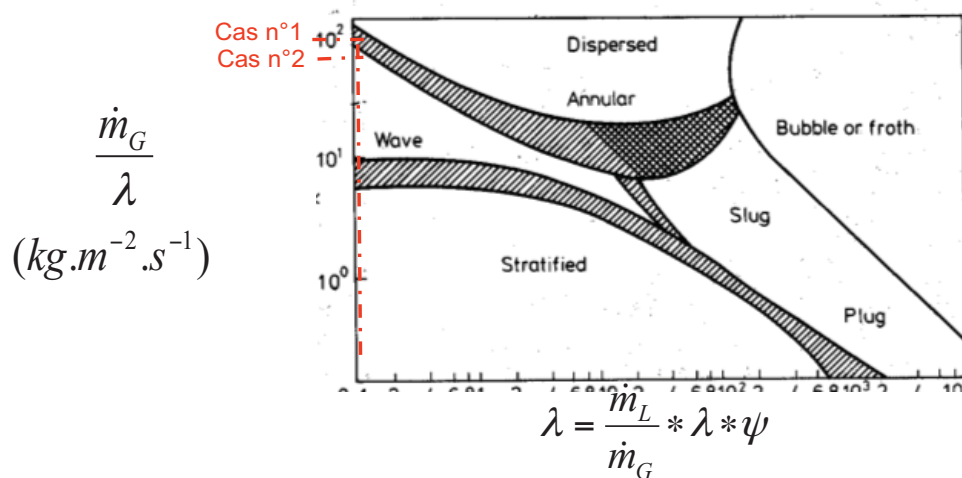
- le **cas 1** où il est nécessaire d'**injecter une importante quantité d'eau**, et
- le **cas 2** où il est nécessaire d'**injecter une faible quantité d'eau**.

Les conditions opératoires industrielles pour ces 2 cas sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Conditions industrielles				
	Cas 1: Injection d'une importante quantité d'eau		Cas 2: Injection d'une faible quantité d'eau	
	HC Gaz	Eau de Lavage	HC Gaz	Eau de Lavage
Fraction massique	0,74	0,26	0,93	0,07
Fraction volumique	0,9985	0,0015	0,99971	0,00029
Vitesse superficielle j (m.s ⁻¹)	33,953		27,16	
Vitesse d'injection (m.s ⁻¹)		7		7
Température (°C)	130	35	130	35
Pression absolue (Bar)	2,5	2,5	2,5	2,5
Masse molaire (g.mol ⁻¹)	58	18	58	18
Masse volumique (kg.m ⁻³)	4,2	1000	4,2	1000
Débit massique (Kg.s ⁻¹)	10,4	3,6	52	3,6
Débit Volumique (m ³ .s ⁻¹)	2,48	3,60E-03	12,4	3,60E-03
Nombre de Reynolds	1,21E+06		2,41E+06	
Nombre de Weber (goutte de 1mm) ⁴	50,9		28,4	
Diamètre interne - D - de la conduite (mm)	305		760	

Tableau E-1 : Conditions opératoires industrielles pour les cas d'injection d'importante (cas 1) et de faible quantité d'eau (cas2)

Afin de reproduire ces écoulements à échelle réduite, il est nécessaire au préalable de déterminer les régimes des écoulements diphasiques correspondants. Ceci peut être réalisé en utilisant les cartographies d'écoulement définies en section B - 2. 2 (Figure E-1).



⁴ Valeur déterminée à partir des données fournies par TOTAL

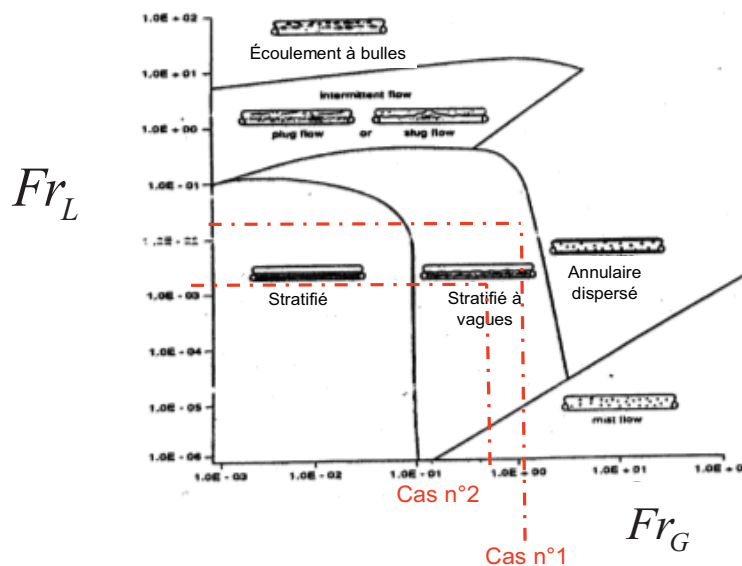


Figure E-1 : Positionnement des cas industriels 1 et 2 sur les cartographies de Baker (à gauche) et de De Leeuw (à droite)

Les représentations ci-dessus indiquent, **qu'en régime établi, les écoulements industriels sont de type « stratifiés à vagues »**. Pour le cas 1, l'écoulement est à la limite de la frontière annulaire dispersé. Toutefois, si l'analyse porte sur la zone située juste à l'aval du point d'injection, le régime rencontré sera transitoire et s'apparentera localement à un régime de type annulaire dispersé, même si une distribution non axisymétrique du film peut être observée.

D'un point de vue plus fondamental, la formation du dépôt en paroi à l'aval du point d'injection dépend de la taille et de la vitesse des gouttes qui impactent la paroi et sa dynamique dépend de l'action conjointe de la gravité et de l'entraînement du film par cisaillement par le gaz. En conséquence, le passage entre les conditions d'écoulement réelles rencontrées dans l'industrie et celles utilisées en laboratoire imposées par des contraintes fonctionnelles (espace restreint, gamme de débit et de pression limitée) doit tenir compte de ces différents aspects.

Dans le cas présent, **les contraintes environnementales du laboratoire sont :**

- Le débit massique liquide doit être inférieur à 30 g.s^{-1} (soit un débit volumique de 110 l.h^{-1})
- le débit massique air doit être inférieur à 250 g.s^{-1}
- La pression est limitée à 3,5 bar absolus pour des raisons de sécurité liées à l'utilisation de maquettes transparentes.

Dans la section B - 4. 5 il a été montré que le régime de dépôt de gouttes en paroi était lié à un nombre de Weber calculé à partir de la vitesse normale de la goutte et de son diamètre. Il est difficile, d'un point de vue industriel, de définir ce paramètre. Toutefois il est possible de supposer que, les injecteurs utilisés dans l'industrie étant du même type que ceux considérés à échelle réduite et que les pressions d'injection étant équivalentes, la gamme de vitesse d'impact sera du même ordre de grandeur. Les seuls paramètres pouvant varier entre les deux configurations sont alors le diamètre des gouttes et la tension de surface bien que dans les deux cas le liquide injecté soit de l'eau. En ce qui concerne le comportement du film, celui-ci est piloté par le cisaillement interfacial, et le débit liquide. Pour obtenir un cisaillement équivalent, **le paramètre à considérer est alors le flux de quantité de mouvement du gaz ρj_g^2** . En parallèle, **le débit de ruissellement est lié en partie à la vitesse superficielle du liquide.**

Pour conserver le flux de quantité de mouvement correspondant aux cas industriels, il est nécessaire d'imposer à pression atmosphérique une vitesse superficielle de l'ordre de 63 m.s^{-1} . Compte tenu de la contrainte environnementale sur le débit de gaz fixé à 250 g.s^{-1} , le diamètre de la conduite doit être inférieur à 64 mm. Pour cette étude, **le choix s'est porté sur un diamètre de 50 mm** ce qui assure une marge de sécurité sur les vitesses de gaz pouvant être atteintes tout en permettant l'utilisation de systèmes de caractérisation.

Pour simuler le cas industriel 1 intitulé « **forte quantité d'eau** », et respecter la vitesse superficielle liquide, il faudrait injecter 100 g.s^{-1} . Compte tenu des contraintes du banc indiquées ci-dessus ($\dot{m}_l < 30 \text{ g.s}^{-1}$), une méthodologie a été choisie à travers deux sous cas :

- **Cas 1 – a** : Seul le flux de quantité de mouvement lié au gaz est conservé et le débit du liquide est imposé à 30 g.s^{-1} .
- **Cas 1 – b** : Le débit du gaz est adapté afin de conserver la fraction volumique de liquide du cas industriel. Le débit liquide est imposé à 30 g.s^{-1} .

Dans le cas industriel 2 « **faible quantité d'eau** », une conservation du flux de quantité de mouvement lié au gaz et de la vitesse superficielle du liquide est imposée. Ceci définit le **Cas 2** expérimental.

Initialement la vitesse superficielle du gaz a été définie en fixant la pression à 3,5 bar ce qui permet de conserver la masse volumique du gaz par rapport au cas industriel et en conséquence la vitesse superficielle elle-même. Pour compléter ces essais, des mesures sont réalisées pour les mêmes vitesses superficielles mais en travaillant à pression atmosphérique.

Un troisième cas, noté **Cas 0**, est créé de façon à obtenir un écoulement majoritairement dispersé. Le débit d'injection du liquide est imposé à 20 l.h^{-1} et la vitesse superficielle du gaz est choisie comme étant la plus grande vitesse superficielle atteignable sur le banc expérimental soit 76 m.s^{-1} .

En somme, **6 configurations expérimentales** sont définies à partir des cas industriels 1 et 2. Pour chaque configuration, deux types de conditions aux limites diphasique avaient été initialement prévues ce qui imposait 14 types d'essais. Pour limiter ce nombre, il a été décidé de limiter les essais en pression à une seule configuration et une seule condition aux limites ce qui ramène le nombre de cas traité à 9.

A pression atmosphérique :

- **CAS 0 :**

Informations calculées				
Paramètres conservés :	Cas 0: Obtenir un écoulement franchement dispersé			
	Air	Eau	Air	Eau
	Vitesse superficielle gaz (Réf) (m.s^{-1})		Vitesse superficielle gaz maximale (m.s^{-1})	
	33,953		76	
Débit liquide imposé (l.h^{-1})		20		20
Diamètre interne - D - de la conduite (mm)	50			
Température ($^{\circ}\text{C}$)	20			
Pression absolue (Bar)	1			
Débit volumique ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$)	6,67E-02	5,56E-06	1,49E-01	5,56E-06
Vitesse superficielle (m.s^{-1})	33,953	0,0028	76	0,0028
Masse volumique (kg.m^{-3})	1,201	998	1,201	998
Débit massique (Kg.s^{-1})	8,01E-02	5,54E-03	1,79E-01	5,54E-03
Débit massique (Kg.h^{-1})	2,88E+02	2,00E+01	6,45E+02	2,00E+01
Fraction volumique	0,99992	0,00008	0,99996	0,00004
Fraction massique	0,94	0,06	0,97	0,03
Nombre de Reynolds	1,13E+05		2,52E+05	
Nombre de Weber (goutte de 1mm)	25,4		127,5	

- CAS 1 & 2 :

Informations calculées						
	Cas 1: Injection d'une importante quantité d'eau				Cas 2: Injection d'une faible quantité d'eau	
	a		b			
	Air	Eau	Air	Eau	Air	Eau
Paramètres conservés :	Vitesse superficielle gaz (m.s^{-1})		Fraction volumique		Vitesse superficielle (m.s^{-1})	
	33,953		0,9985	0,0015	27,29	7,94E-03
Débit liquide imposé (l.h^{-1})		110		110		56
Diamètre interne - D - de la conduite (mm)	50					
Température ($^{\circ}\text{C}$)	20					
Pression absolue (Bar)	1					
Débit volumique ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$)	6,67E-02	3,06E-05	2,03E-02	3,06E-05	5,36E-02	1,56E-05
Vitesse superficielle (m.s^{-1})	33,953	0,0156	10,36	0,0156	27,29	7,94E-03
Masse volumique (kg.m^{-3})	1,201	998	1,201	998	1,201	998
Débit massique (Kg.s^{-1})	8,01E-02	3,05E-02	2,44E-02	3,05E-02	6,44E-02	1,56E-02
Débit massique (Kg.h^{-1})	2,88E+02	1,10E+02	8,79E+01	1,10E+02	2,32E+02	5,60E+01
Fraction volumique	0,9995	0,0005	0,9985	0,0015	0,9997	0,0003
Fraction massique	0,72	0,28	0,44	0,56	0,81	0,19
Nombre de Reynolds	1,13E+05		3,44E+04		9,05E+04	
Nombre de Weber (goutte de 1mm)	25,4		2,4		16,4	

A pression $P = 3,5 \text{ bar}$:

- CAS 1 & 2 :

Informations calculées						
	Cas 1: Injection d'une importante quantité d'eau				Cas 2: Injection d'une faible quantité d'eau	
	a		b			
	Air	Eau	Air	Eau	Air	Eau
Paramètres conservés :	Vitesse superficielle gaz (m.s^{-1})		Fraction volumique		Vitesse superficielle (m.s^{-1})	
	33,953		0,9985	0,0015	27,29	7,94E-03
Débit liquide imposé (l.h^{-1})		110		110		56
Diamètre interne - D - de la conduite (mm)	50					
Température ($^{\circ}\text{C}$)	20					
Pression absolue (Bar)	3,5					
Débit volumique ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$)	6,67E-02	3,06E-05	2,03E-02	3,06E-05	5,36E-02	1,56E-05
Vitesse superficielle (m.s^{-1})	33,953	0,0156	10,36	0,0156	27,29	7,94E-03
Masse volumique (kg.m^{-3})	4,2035	998	4,2035	998	4,2035	998
Débit massique (Kg.s^{-1})	2,80E-01	3,05E-02	8,55E-02	3,05E-02	2,25E-01	1,56E-02
Débit massique (Kg.h^{-1})	1,01E+03	1,10E+02	3,08E+02	1,10E+02	8,11E+02	5,60E+01
Fraction volumique	0,9995	0,0005	0,9985	0,0015	0,9997	0,0003
Fraction massique	0,90	0,10	0,74	0,26	0,94	0,06
Nombre de Reynolds	3,94E+05		1,20E+05		3,17E+05	
Nombre de Weber (goutte de 1mm)	89,0		8,3		57,5	

A partir des conditions expérimentales définies ci-dessus, des choix ont été réalisés pour fixer les systèmes d'injection. Dans la partie du document consacrée au contexte industriel, deux types d'injection avaient été présentés :

- Un injecteur rustique de type « tube »
- Un injecteur de type « buse » correspondant à un injecteur à pression permettant de promouvoir la formation d'un brouillard.

Des premiers tests réalisés avec une injection de type « tube » ont révélés une faible proportion atomisée dans la conduite. Aussi cette solution a été abandonnée.

Les contraintes d'injection ne permettent pas d'utiliser une unique buse pour les différentes configurations expérimentales choisies. C'est pourquoi différents systèmes sont sélectionnés. De plus pour étudier l'influence de la répartition spatiale du débit liquide dans le brouillard, deux types de buse générant un cône « creux » ou « plein » ont été retenus pour une même configuration expérimentale. Cela constitue donc un total de 6 buses différentes (présentées en Figure E-2 à droite). Les différents cas avec les buses associées sont synthétisés dans le Tableau E-2 :



Figure E-2 : Photos des injecteurs de type « buse » : modification apportée à la buse (à gauche) et injecteurs liés aux différents cas (à droite)

Dans la pratique, le diamètre des buses disponibles sur le marché provoque un fort blocage aérodynamique. Pour limiter celui-ci, elles sont ré-usinées de façon à ramener ce diamètre de 15 mm à 10 – 12 mm. De plus, un raccord profilé est ajouté à la sortie de la canne d'injection de façon à ce que l'orifice de sortie de la buse coïncide avec la section d'entrée de la partie rectiligne horizontale (Figure E-2 à gauche).

Cas	Objectif	Débit liquide (l.h-1)	Vitesse gaz (m.s-1)	Injecteur	Pression (bar)
0	Créer un écoulement majoritairement dispersé (pour la validation des codes de calculs) avec la présence d'un film mince	20	33,9 et 76	TX-5	1
				TG-0,4	
2	Conservation du flux de quantité de mouvement du gaz	56	27,3	TX-14	1
				TG-2	
1 - a	Conservation du flux de quantité de mouvement du gaz	110	33,9	TX-26	1
				TG-3	
1 - b	Conservation de la fraction volumique de liquide	110	10,4	TX-26	1
				TG-3	1 et 3,5

Tableau E-2 : Récapitulatif des différents cas à traiter

E - 2. Obtention des données quantitatives d'entrée expérimentales à partir des cas expérimentaux

Pour préciser les conditions initiales de la phase porteuse et prendre en compte la présence des injecteurs sur l'écoulement, une caractérisation est réalisée par LDA sans présence de la phase liquide. Ensuite, une caractérisation de la phase liquide est réalisée de façon à obtenir la distribution spatiale en vitesse et en taille des gouttes issues de chacun des cas expérimentaux en aval des injecteurs. Ainsi, dans cette section, après avoir explicité les résultats de la caractérisation aérodynamique, les résultats de la caractérisation granulométrique sont présentés.

E - 2. 1. Caractérisation aérodynamique de l'injection expérimentale avec les deux types d'injecteurs

Comme indiqué dans la section C - 2. 1, les différents injecteurs sont placés à l'extrémité d'une canne à angle droit. Cette canne est introduite sur la partie haute de la canalisation imposant ainsi une symétrie suivant un plan vertical (défini sur la vue de face sur la Figure E-3) passant par l'axe de la conduite (défini sur la vue de coté sur la Figure E-3). L'injecteur est placé sur l'axe de la conduite.

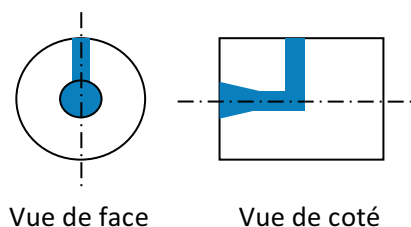


Figure E-3 : Schématisation de l'injection

La caractérisation aérodynamique est réalisée à l'aide d'un LDA (dont la technique de mesure est présentée en section D - 3. 1) à pression atmosphérique. Cette méthode est appliquée à la sortie de chaque type d'injecteur pour obtenir les profils de vitesses du gaz en l'absence d'une injection d'eau. Pour chaque condition expérimentale, les profils de vitesse sont mesurés suivant deux diamètres perpendiculaires horizontal et vertical dans trois sections situées à 8 mm, 15 mm et 30 mm du plan de sortie de l'injecteur. La configuration optique utilisée permet de mesurer la composante longitudinale U et la composante transversale verticale W .

Dans un premier temps, deux couples de profils horizontaux et verticaux sont réalisés à 8 mm de la sortie de la buse pour deux vitesses d'air égales respectivement à 27,3 et 33,9 m.s^{-1} .

L'analyse des résultats obtenus à 27,3 m.s^{-1} (Figure E-4) montre que :

- Les profils de vitesse mesurés le long d'un diamètre horizontal sont quasiment symétriques,
- Les profils de vitesse mesurés le long d'un diamètre vertical sont dissymétriques. Ceci est dû à la présence du mat vertical de la canne d'injection,
- Les profils de la composante transversale W mettent bien en évidence l'effet du sillage de la canne d'injection. Le signe de cette composante obtenue le long du diamètre vertical ($W > 0$ pour $Z/D > 0$ et $W < 0$ pour $Z/D < 0$) montre une expansion du sillage à l'aval de la buse

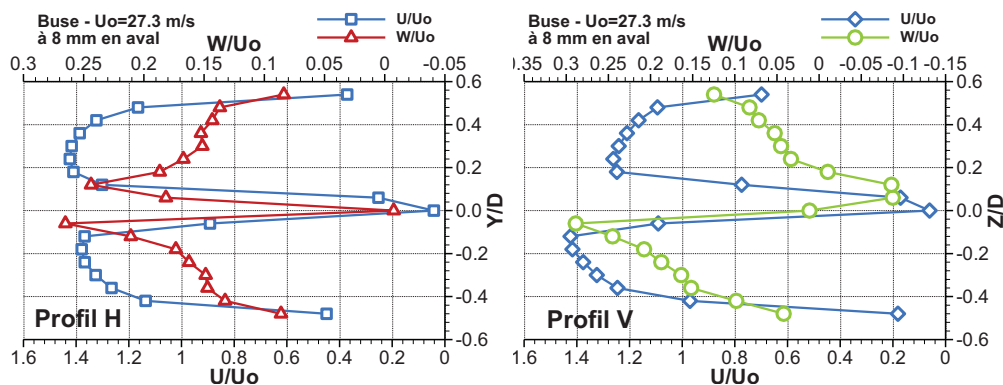


Figure E-4 : Profils réduits horizontal et vertical des composantes U et W de la vitesse à 8 mm en aval de l'injection

Pour une vitesse plus importante de 33.9 m.s^{-1} , l'examen des profils conduit aux mêmes conclusions, les profils réduits se superposant de façon correcte (Figure E-5). De plus, il peut être remarqué que sur cette même Figure, le sillage de la buse impose une survitesse par rapport au profil théorique de Laufer (1953) afin de conserver le débit.

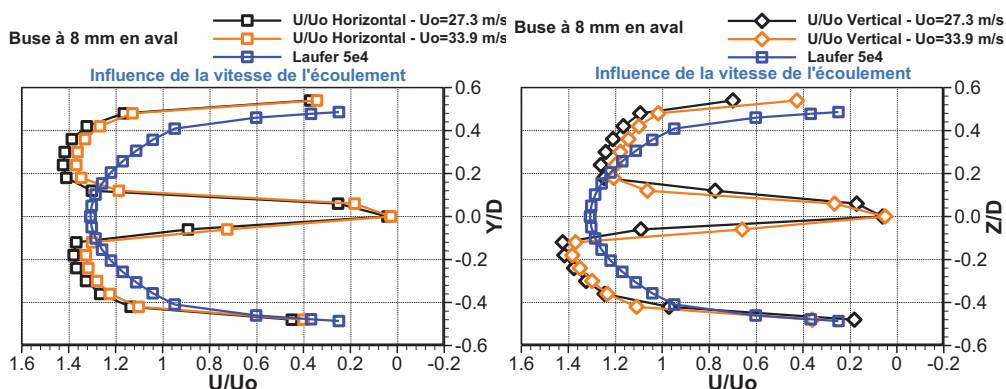


Figure E-5 : Influence de la vitesse de l'écoulement sur les profils réduits de la composante U de la vitesse à 8 mm en aval de la buse d'injection

Par ailleurs, pour une vitesse débitante de $33,9 \text{ m.s}^{-1}$, une section supplémentaire est réalisée à 15 mm de la sortie de la buse. Les résultats obtenus ne mettent pas en cause les précédentes conclusions. Par contre, en s'écartant de la buse d'injection (Figure E-6), une diffusion de la couche cisailée interne entre les deux plans de mesure entraîne une augmentation de la vitesse sur l'axe de la conduite. L'effet du sillage de la buse est atténué. Sur la partie externe, le profil de couche limite issu de la paroi de la conduite n'évolue que faiblement.

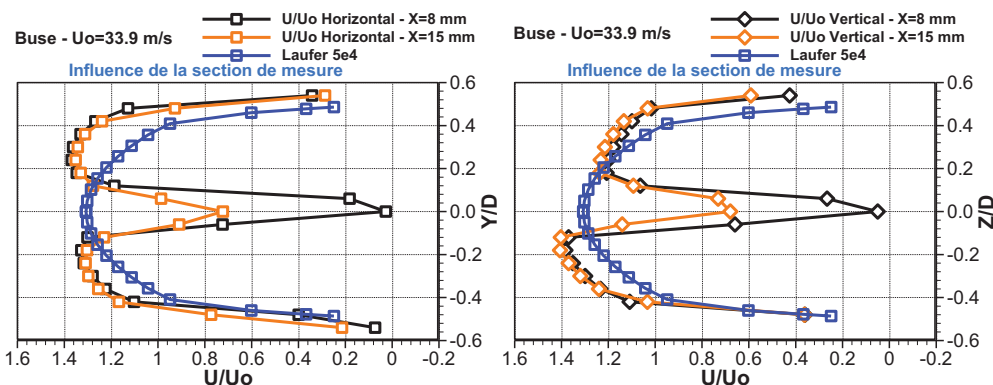


Figure E-6 : Influence de la position de la section de mesure sur les profils réduits de la composante U de la vitesse pour une vitesse débitante égale à 33.9 m.s^{-1}

E - 2. 2. Caractérisation granulométrique de l'injection expérimentale avec tous les injecteurs

La caractérisation granulométrique à pression atmosphérique est réalisée pour trois positions en aval des injecteurs (8, 15 et 30 mm), à l'aide d'un PDA (dont la technique de mesure est présentée en section D - 3. 2). Cette méthode est appliquée en aval de chaque injecteur pour obtenir les vitesses et tailles de gouttes issues de chacun des cas. Dans cette section, les profils de vitesse puis de diamètre des gouttes sont analysés.

E - 2. 2. 1. Étude des vitesses de gouttes

Les résultats présentés à la Figure E-7 concernent la buse à cône creux TX26 utilisée dans le cas 1-a, pour un débit d'eau de 110 l.h^{-1} et une vitesse d'air égale à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$.

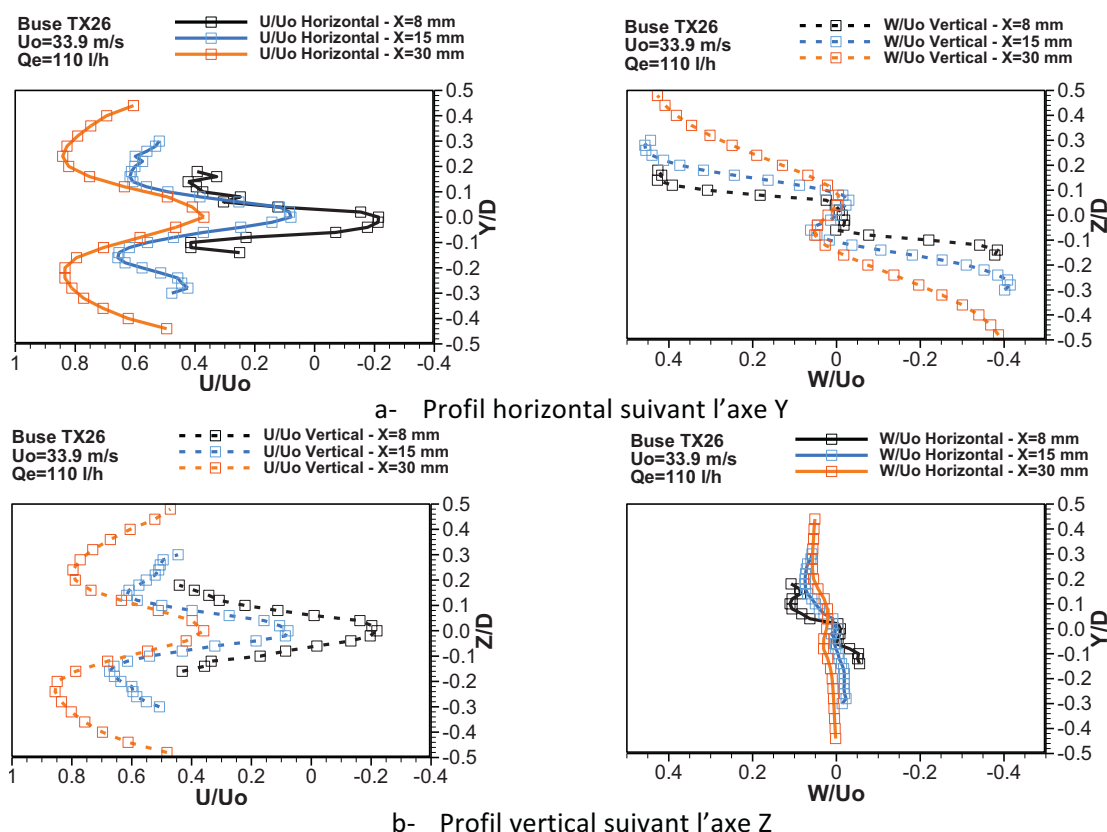


Figure E-7 : Évolution des profils réduits des composantes U et W de la vitesse dans les plans horizontal et vertical en fonction de la distance à la buse – Cas 1-a – Buse à cône creux TX26 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

L'étude des courbes obtenues permet de mettre en évidence les points suivants, également valables pour les autres buses :

- Les profils sont axisymétriques.
- La vitesse longitudinale U augmente en s'écartant de la buse, du fait de l'accélération des gouttes par l'écoulement.
- Contrairement aux observations faites à partir des profils de vitesse d'air, il existe des vitesses longitudinales U négatives dans l'axe de la buse à cône creux, à 8 mm de celle-ci. Ceci est dû à la présence d'une recirculation engendrée par la buse et le brouillard. Ce phénomène peut être engendré par deux mécanismes. Le premier est lié à un effet de blocage plus intense dû à l'injection du liquide qui provoque une accélération plus forte du gaz en périphérie et donc une zone de dépression plus marquée sur l'axe de la conduite. Les petites gouttes situées au centre du brouillard sont incapables de remonter

le gradient de pression positif qui fait suite à la dépression et recirculent vers l'amont. Le deuxième mécanisme est lié à l'injection du liquide lui-même qui dans le cas d'un brouillard à cône creux va entraîner par cisaillement un débit d'air sur la partie centrale et donc créer une zone recirculée.

- La vitesse tangentielle des gouttes (W/U_o sur les profils horizontaux) est nulle ou très faible. Il n'y a pas de rotation.
- La vitesse radiale des gouttes (W/U_o sur les profils verticaux) est très élevée à la sortie des buses. Le signe de la vitesse correspond à une expansion du brouillard. En s'éloignant vers l'aval, la vitesse radiale des gouttes diminue sous l'effet de l'écoulement d'air qui a tendance à privilégier la vitesse longitudinale et à rendre les trajectoires des gouttes colinéaires à l'axe de la conduite

E - 2. 2. 2. Étude des diamètres de gouttes

En ce qui concerne les évolutions des diamètres D_{32} , l'étude des tracés obtenus (Figure E-8, la Figure E-9 et la Figure E-12) montre que :

- La taille des gouttes est comprise entre 30 et 180 μm .
- Les grosses gouttes sont envoyées par inertie vers la périphérie du panache, du fait de leur vitesse initiale en sortie de buse.
- La répartition en taille des gouttes est quasi axisymétrique. Ainsi sur les prochaines figures, seuls les profils horizontaux de D_{32} seront présentés.

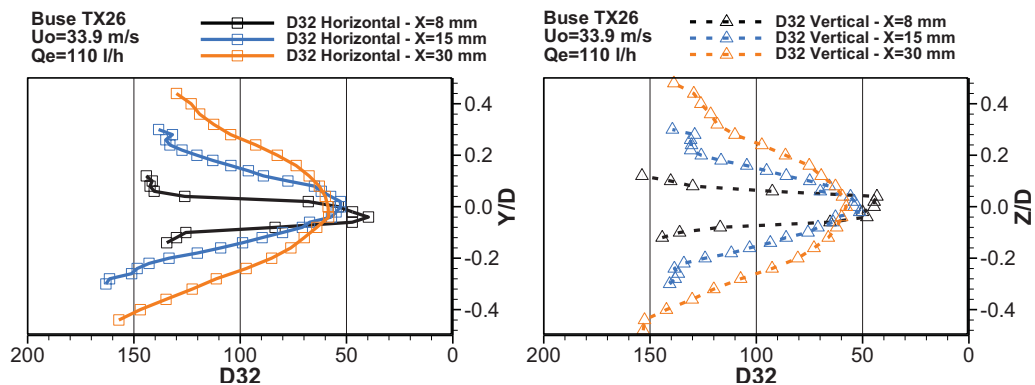


Figure E-8 : Évolution des profils réduits des diamètres D_{32} dans les plans horizontal et vertical en fonction de la distance à la buse – Cas 1-a – Buse TX26 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Par ailleurs, l'évolution des diamètres montre peu d'influence de la vitesse débitante (Figure E-9 à gauche) mais corrobore l'effet de confinement du panache.

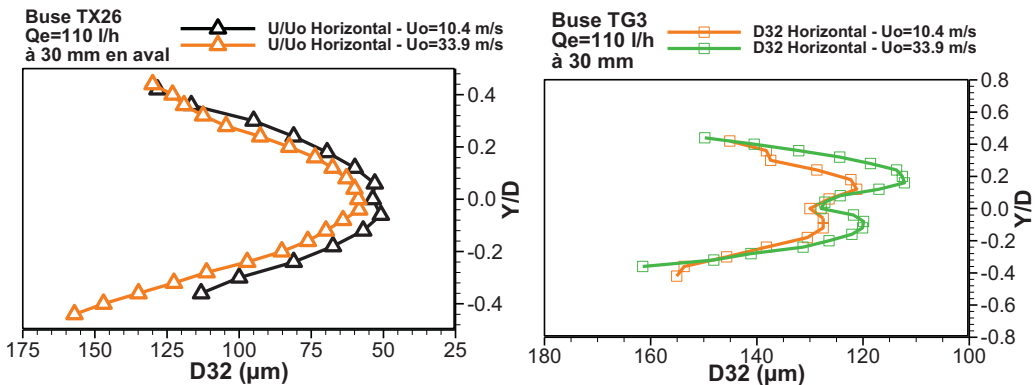


Figure E-9 : Comparaison des profils horizontaux de D_{32} à 30 mm en aval de la buse pour deux vitesses débitantes (10.4 et 33.9 m.s^{-1}) et une valeur de débit liquide (110 l.h^{-1}) – Cas 1-a – Buse TX26 et Buse TG3

Les histogrammes obtenus dans la partie dense du brouillard à deux positions longitudinales à l'aval de la buse à cône creux (TX26) sont tracés sur la Figure E-10. Ils mettent en évidence la présence de deux populations de gouttes, l'une correspondant à des petites gouttes de l'ordre de la dizaine de microns et l'autre, majoritaire, comprise entre 20 et 200 μm . En s'éloignant de la buse, le nombre de petites gouttes diminue et une augmentation du nombre de grosses gouttes apparaît.

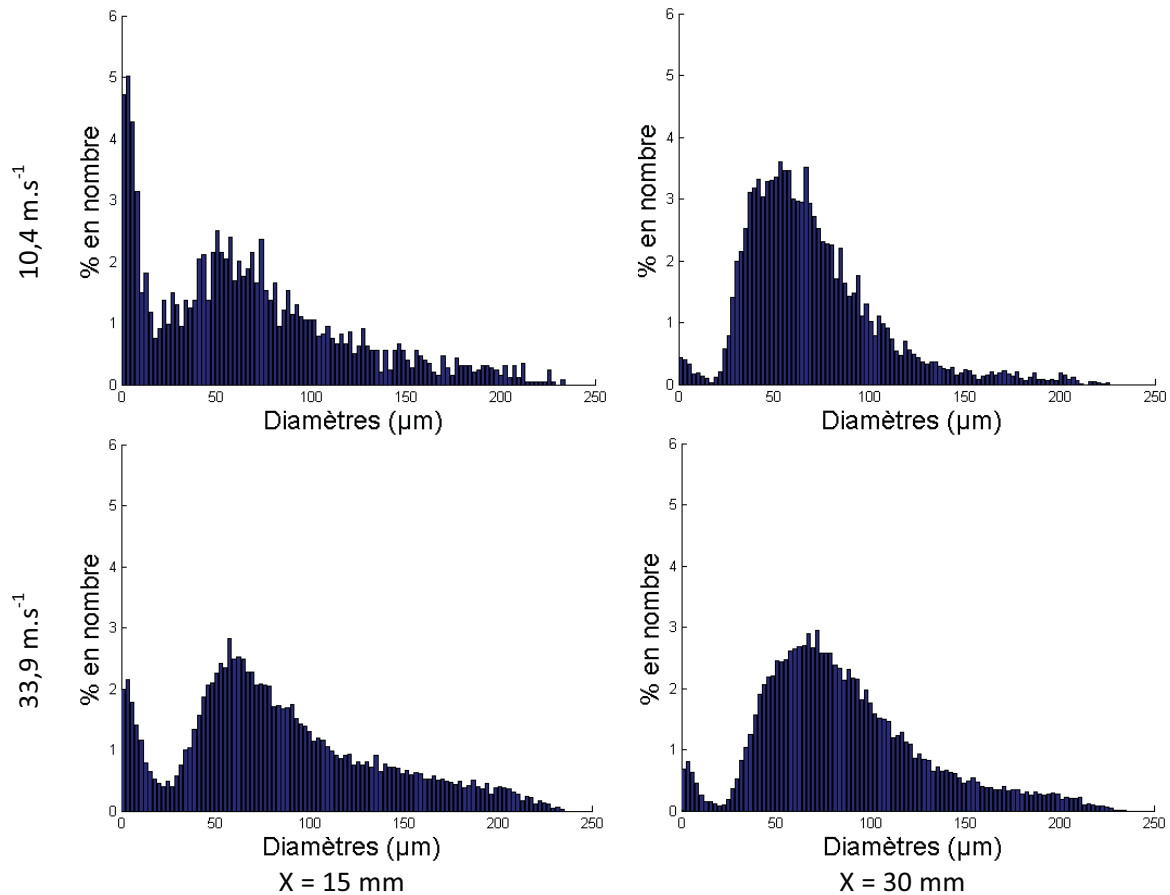


Figure E-10 : Histogramme en taille mesuré à l'aval de la buse à cône creux TX26 avec un débit liquide $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

Pour compléter l'analyse, les corrélations taille/vitesse obtenues aux mêmes points de mesure sont tracées sur la Figure E-11. Les croix rouges représentent les valeurs mesurées, la courbe verte continue représente la valeur moyenne de vitesse par classe de diamètres et les courbes vertes en pointillé correspondent aux vitesses à plus ou moins sigma (écart type) de la vitesse moyenne. Cette représentation permet de montrer que les petites gouttes apparaissant sur les histogrammes ont de faibles vitesses qui peuvent être négatives en particulier pour le cas à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$. Ainsi l'existence de deux populations de gouttes sur les histogrammes présentés sur la Figure E-10 peut être due à un phénomène de battement du brouillard plaçant le volume de mesure alternativement dans la zone dense caractérisée par des grosses gouttes et dans la zone recirculée centrale où sont piégées des petites gouttes qui suivent l'écoulement gazeux.

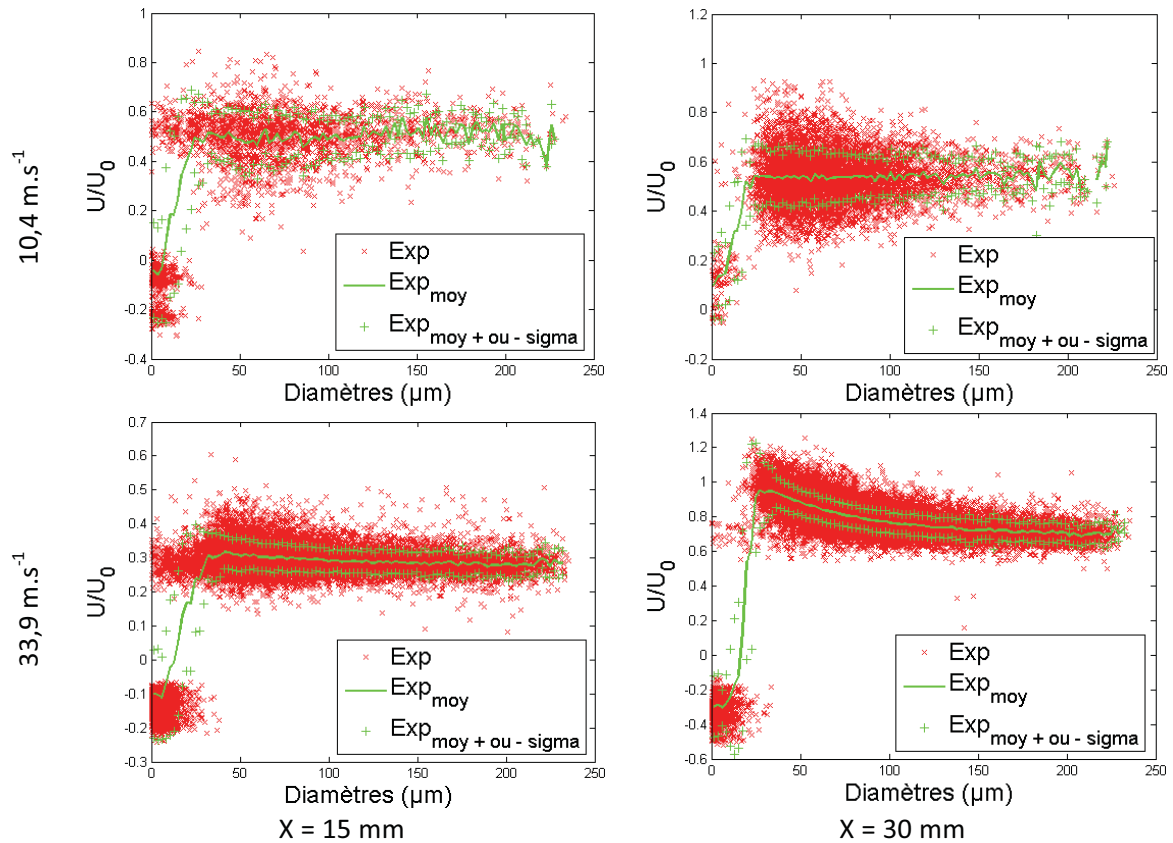


Figure E-11 : Corrélation taille/vitesse mesurée à l'aval de la buse à cône creux TX26 avec un débit liquide $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

Sur la figure (Figure E-12), les diamètres de goutte obtenus avec la buse à cône creux TX5 (cas 0) pour différentes vitesses d'air et différentes positions aval sont comparés. Sur la partie externe du brouillard située en dehors du sillage de la buse, une diminution du diamètre des gouttes est observée entre le cas à basse vitesse et celui à haute vitesse ($90 \mu\text{m}$ à 76 m.s^{-1} contre $130 \mu\text{m}$ à 33.9 m.s^{-1}). Ce phénomène semble pouvoir être imputé à une atomisation secondaire des gouttes à haute vitesse dès le plan de mesure situé à 8 mm . Ceci semble confirmé par les histogrammes tracés sur la Figure E-13 qui montrent que pour une même distance de l'injecteur, la population de grosses gouttes diminue lorsque la vitesse de gaz augmente. Par contre, il semble également que ceci s'accompagne par une diminution du nombre de petites gouttes. En s'éloignant de l'injecteur, il semble qu'il y ait un transfert de population entre la classe centrée autour de $60 \mu\text{m}$ vers les classes supérieures. Ceci peut traduire un phénomène de coalescence. Si l'on considère que les gouttes ont une vitesse initiale de l'ordre de 15 m.s^{-1} et que la vitesse du gaz est de l'ordre de 90 m.s^{-1} hors du sillage, le diamètre de goutte limite pour lequel une atomisation secondaire aura lieu est de l'ordre de $130 \mu\text{m}$ ce qui est la taille moyenne des gouttes mesurées avec cette buse à faible vitesse. Ainsi à forte vitesse d'air, les plus grosses gouttes peuvent subir une atomisation secondaire ce qui diminue localement le D_{32} .

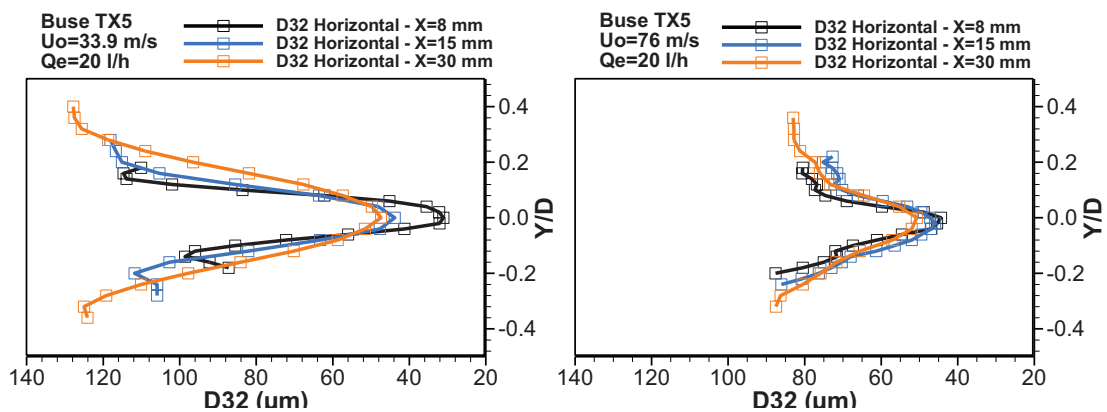


Figure E-12 : Comparaison des profils horizontaux de diamètres D_{32} des gouttes pour deux vitesses débitantes de 33,9 et 76 m.s^{-1} pour trois positions en aval de la buse
– Cas 0 – Buse à cône creux TX5 – $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$

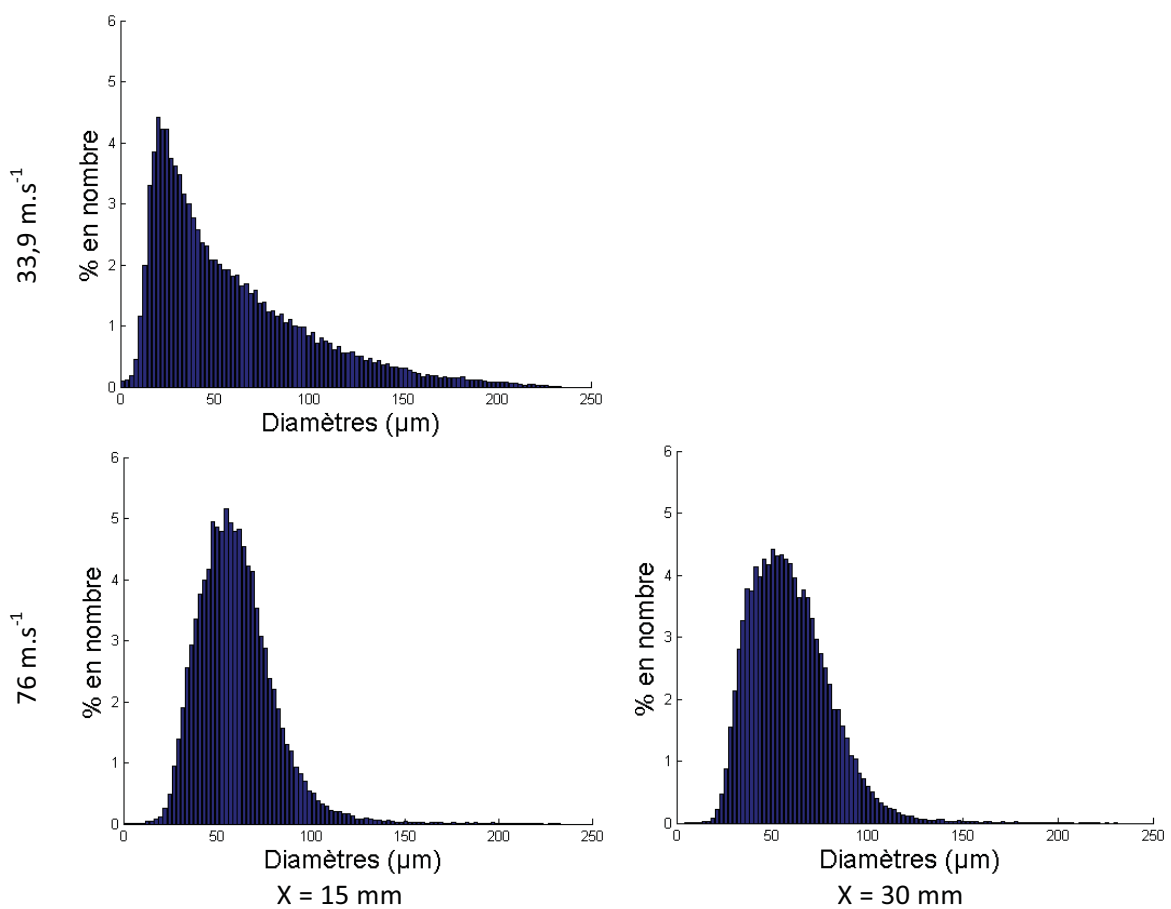


Figure E-13 : Histogramme en taille mesuré à l'aval de la buse à cône creux TX5 avec un débit liquide $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$

Par ailleurs, l'augmentation de la vitesse débitante provoque un resserrement du panache comme l'illustre la comparaison présentée en Figure E-14.

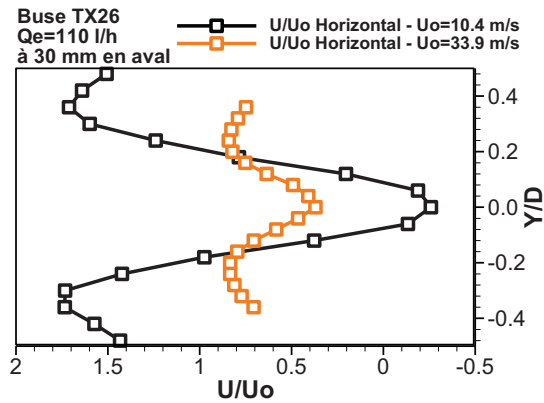


Figure E-14 : Comparaison des vitesses longitudinales obtenues dans le plan horizontal pour deux vitesses débitantes – Cas 1-a – Buse à cône creux TX26 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

Sur la buse à cône creux TX26 utilisé dans le cas 1-a, l'effet de la vitesse débitante d'air est important (Figure E-14). A basse vitesse, une zone recirculée est encore observée à 30 mm en aval de la buse alors qu'elle a disparue à forte vitesse. En reprenant l'explication donnée précédemment, cette modification de comportement est due à une diminution du blocage lié au brouillard lorsque que la vitesse du gaz augmente.

Sur ce même graphe, il peut être remarqué que la vitesse réduite U/U_o est plus grande à basse vitesse qu'à haute vitesse. Pour une même taille de goutte, le temps caractéristique de la particule étant constant, il lui faut une plus grande distance ou un temps plus important pour atteindre la vitesse du gaz lorsque celle-ci augmente. Ainsi en fixant la distance (ici 30 mm) la vitesse de la goutte sera d'autant plus proche de celle du gaz que la vitesse relative initiale est faible. Ceci est illustré sur la Figure E-15.

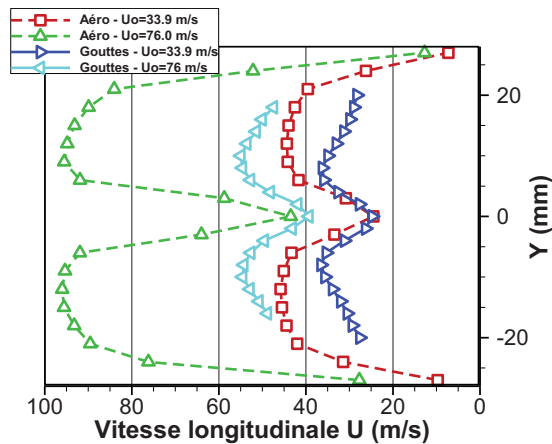


Figure E-15 : Comparaison des vitesses des gouttes et des vitesses de l'écoulement pour deux vitesses débitantes de 33.9 et 76 m.s^{-1} , à 30 mm de la buse – Cas 0 – Buse TX5 – $Q_e=20 \text{ l.h}^{-1}$

E - 3. Création des injecteurs numériques comme paramètres d'entrée des simulations numériques à l'aide des données quantitatives expérimentales

Cette section vise à décrire la conversion des données granulométriques quantitatives expérimentales, en injecteurs numériques répartis de façon homogène dans l'espace. Cette conversion permet de disposer de conditions d'entrée pour les codes numériques sous la forme d'un fichier d'injection. Pour ce faire, un programme spécifique est développé sous Matlab®. Étant donné qu'à 8 mm de la sortie de certaines buses, le brouillard généré est trop dense pour obtenir des résultats quantitatifs, la conversion des données décrite dans la suite porte sur les résultats obtenus à 15 mm. Cette conversion s'articule autour de plusieurs étapes clés : dans un premier temps,

l'espace est discrétisé, puis différentes classes de diamètres sont générées. Ensuite, des sous-classes de vitesses dans les différentes classes de diamètres sont extraites. Enfin, les injecteurs numériques sont créés et un fichier d'injection utilisable par le code de calcul est généré. C'est donc chacune de ces différentes étapes qui sont présentées dans cette section.

E - 3. 1. Manipulation des résultats quantitatifs discrets obtenues sur les axes Y et Z issus de la caractérisation granulométrique

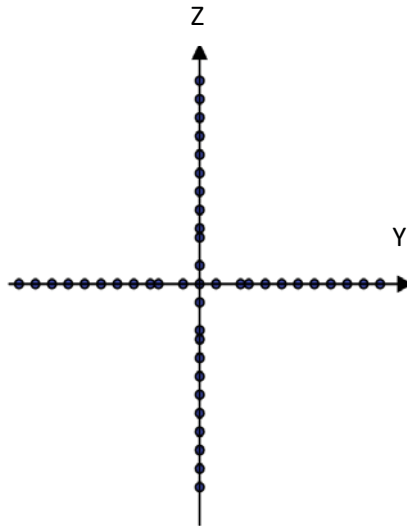


Figure E-16 : Maillage expérimental des mesures granulométriques

Les points expérimentaux sont situés sur les branches verticale et horizontale d'une croix (Figure E-16). Il est montré en section D - 3. 2 qu'en chacun des points de mesure, le PDA enregistre les caractéristiques de toutes les gouttes qui traversent le volume de mesure et qui réémettent une lumière diffusée pendant le temps de la mesure. Le PDA stocke ainsi pour chaque goutte les composantes U , W de la vitesse instantanée et le diamètre D . Il faut donc remarquer que la détermination des caractéristiques des injecteurs élémentaires qui va suivre utilise l'ensemble des données brutes acquises pour une configuration d'essai par le granulomètre. Tous ces points de mesure sont dits caractéristiques des points de l'espace, et s'inscrivent dans un disque de 50 mm de diamètre, ce qui correspond à un disque défini par le rayon interne de la conduite. Du fait des trajectoires balistiques des gouttes, les points de mesures présentent des caractéristiques différentes en s'éloignant du cœur de l'injection. De plus, bien que l'écoulement aérodynamique soit dissymétrique du fait de la présence de la canne d'alimentation en eau, le brouillard est, quant à lui, symétrique. Ainsi, il est possible de regrouper les points de mesures de même rayon, obtenus sur les profils horizontal et vertical. C'est pourquoi, la première étape est basée sur une discrétisation de l'espace en X couronnes concentriques (Figure E-17). Dans le cadre de cette étude, **il est choisi d'opérer avec 6 couronnes**. Cette hypothèse sera validée dans la section F - 2. 2. 1.

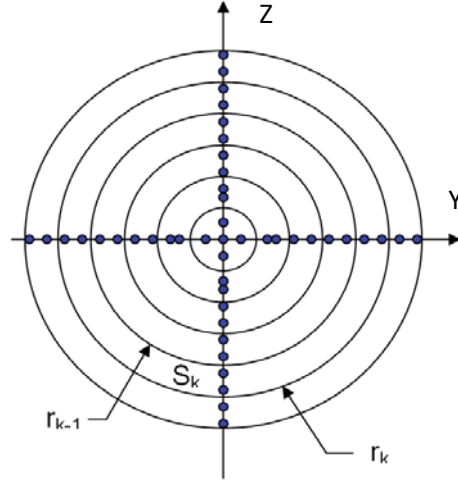


Figure E-17 : Discrétisation de l'espace en « X » couronnes concentriques

r_{max} étant le diamètre interne de la conduite, le rayon r_k de la couronne k est défini de la façon suivante :

$$r_k = \frac{k}{X} r_{max} \quad (\text{E-1})$$

La surface de la couronne k est notée S_k et s'exprime par :

$$S_k = (2k - 1) \cdot \pi \cdot \left(\frac{r_{max}}{X}\right)^2 \quad (\text{E-2})$$

Dans chaque section de surface S_k , il existe n_k points de mesure, et ces points permettent de déterminer le flux surfacique associé à la section S_k .

Soit p le point de mesure courant. Le flux surfacique ϕ_p associé au point de mesure est alors défini de la manière suivante :

$$\phi_p = \frac{\sum_i V_{i,p}}{t_p} \cdot \frac{1}{S_{Mesure}} \quad (\text{E-3})$$

Avec :

- $V_{i,p}$: le volume de la goutte i au point de mesure p
- t_p : le temps entre la 1^{ère} et la dernière goutte passant au point p
- S_{Mesure} : la section du volume de mesure du PDA

Soit ϕ_{S_k} le flux surfacique associé à la section S_k tel que :

$$\phi_{S_k} = \frac{\sum_{p=1}^{n_k} \phi_p}{n_k} \quad (\text{E-4})$$

Le débit volumique dans la section S_k , noté Q_k , qui est donc le débit par couronne k , est obtenu de la façon suivante :

$$Q_k = \phi_{S_k} \cdot S_k \quad (\text{E-5})$$

Afin de s'affranchir d'éventuels biais de mesure, ce débit est normé, noté $\overline{Q_k}$, puis ramené au débit injecté de façon à obtenir un débit par couronne corrigé, noté $Q_{k,injecté}$, de la manière suivante :

$$\overline{Q_k} = \frac{Q_k}{\sum_{k=1}^X Q_k} \quad (\text{E-6})$$

$$Q_{k,injecté} = \overline{Q_k} \cdot Q_{injecté} \quad (\text{E-7})$$

E - 3.2. Définition et création des différentes classes de diamètre dans chacune des couronnes

La deuxième étape consiste à extraire différentes classes de diamètres des gouttes qui traversent la couronne de section S_k à partir des gouttes qui ont traversé les n_k points de mesure.

Tout d'abord, peuvent être extraits des paramètres caractéristiques par couronne tels que :

- le diamètre maximum D_{max} ,
- le diamètre minimum D_{min} ,
- le diamètre moyen D_{10} ,
- le diamètre moyen de Sauter D_{32} ,
- l'écart-type σ .

A partir de ces paramètres, Y classes régulières de diamètres, notées C_α , peuvent être construites. Une goutte appartient à la classe C_α si le diamètre de celle-ci est compris dans l'intervalle $[c_\alpha, c_{\alpha+1}[$ avec :

$$c_\alpha = D_{min} + (\alpha - 1) \frac{[D_{max} - D_{min}]}{Y} \quad (\text{E-8})$$

Dans le cas particulier où $\alpha = Y$, alors, $C_{\alpha+1} = D_{max}$ et la borne extérieure appartient à l'intervalle. Le nombre de classes de diamètres a été défini de façon à ce que :

- la distribution en diamètres soit la plus représentative possible (cf. $Y = 40$ sur la Figure E-18), ce qui implique un nombre de classes élevé,
- le temps de calcul soit le plus acceptable possible, ce qui implique, au contraire, un nombre de classes faible.

La figure ci-dessous (Figure E-18) montre une représentation des histogrammes obtenus avec différentes valeurs du nombre de classes. Quelle que soit la buse étudiée, il semble que 10 classes ($Y = 10$) constituent un bon compromis. C'est la valeur qui est choisie pour cette étude.

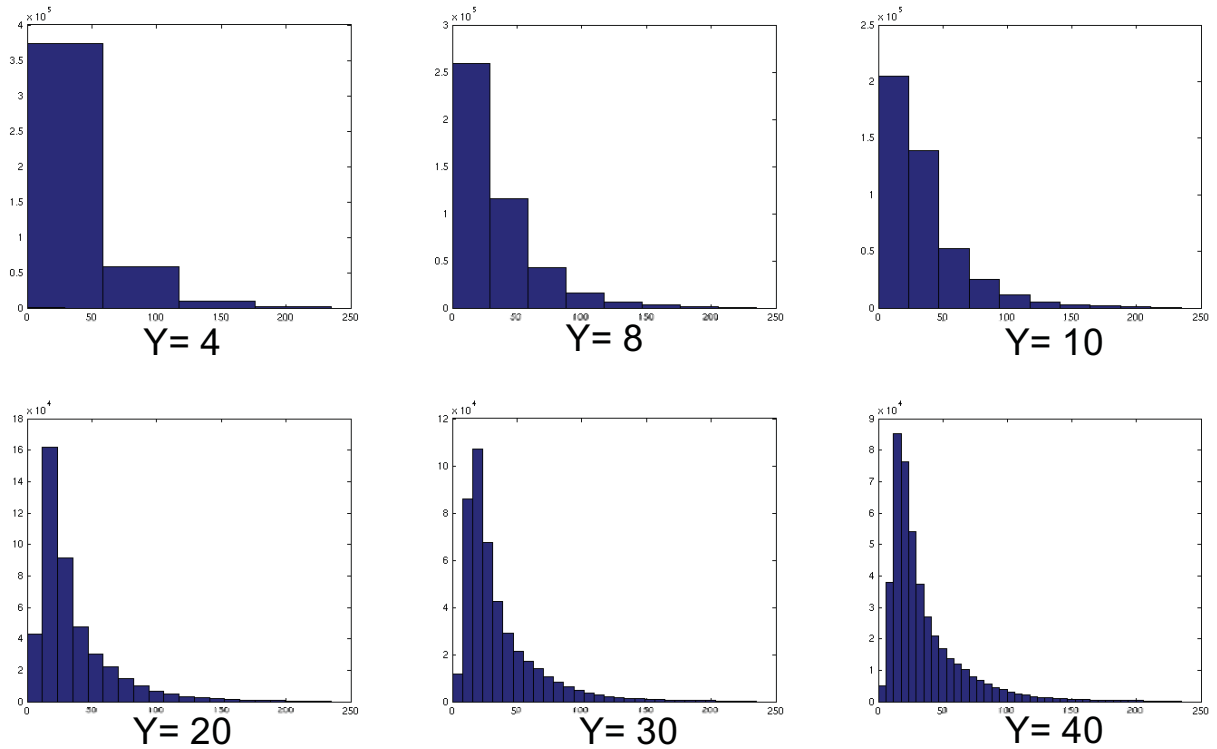


Figure E-18 : Histogrammes obtenus pour différentes valeurs du nombre de classes

Puis le débit total de la couronne k est pondéré en fonction des flux surfaciques par classe α noté \overline{m}_α afin d'obtenir le débit volumique par classe C_α et par couronne k noté $Q_{C_{k,\alpha}}$ tel que :

$$Q_{C_{k,\alpha}} = \overline{m}_\alpha \cdot Q_{k,injecté} \quad (\text{E-9})$$

$$\text{Avec } \overline{m}_\alpha = \frac{\sum_i V_{i,C_\alpha}}{\sum_\alpha \sum_i V_{i,C_\alpha}} \quad \text{Où } V_{i,C_\alpha} \text{ est le volume de la goutte } i \text{ appartenant à la classe } C_\alpha \quad (\text{E-10})$$

E - 3.3. Définition des classes de vitesse par classe de diamètres par couronne k

L'étape suivante consiste à extraire « Z » sous-classes régulières de vitesses dans chacune de ces classes de diamètres. Une goutte appartient à la classe C_β si sa vitesse est comprise dans l'intervalle $[c_\beta, c_{\beta+1}[$ avec :

$$c_\beta = U_{min} + (\beta - 1) \frac{[U_{max} - U_{min}]}{Z} \quad (\text{E-11})$$

Dans le cas particulier où $\beta = Z$, alors, $c_{\beta+1} = U_{max}$ et la borne extérieure appartient à l'intervalle. Le débit $Q_{C_{k,\alpha,\beta}}$ associé à chacune des sous-classes de vitesse C_β d'une classe de diamètre C_α d'une couronne k, est obtenu à partir du pourcentage de goutte \overline{m}_β de la sous-classe et du débit par classe C_α et par couronne k noté $Q_{C_{k,\alpha}}$ obtenu précédemment.

$$Q_{C_{k,\alpha,\beta}} = \overline{m}_\beta \cdot Q_{C_{k,\alpha}} \quad (\text{E-12})$$

$$\text{Avec } \overline{m}_\beta = \frac{\sum_i V_{i,C_\beta}}{\sum_\beta \sum_i V_{i,C_\beta}} \quad \text{Où } V_{i,C_\beta} \text{ est le volume de la goutte } i \text{ appartenant à la classe } C_\beta \quad (\text{E-13})$$

Il peut être remarqué qu'étant donné que le diamètre est fixé au sein d'une classe de diamètre, une pondération en masse ou en nombre revient strictement au même.

Cependant, dans le cadre de cette étude, une telle précision n'est pas prouvée et alourdit l'utilisation du module Matlab®. Toutefois dans la suite du mémoire, l'intérêt de cette sophistication sera montré. Il est néanmoins possible de n'utiliser qu'une seule sous-classe de vitesse. Ceci revient à récupérer les vitesses moyennes de la classe C_α , c'est-à-dire les composantes moyennes longitudinales, radiales et tangentielles par classe de diamètres, de la couronne k. Cependant, afin de respecter une procédure de validation liée à la mesure expérimentale, il faut, d'après Comte-Bellot & Bailly (2003), chercher à conserver les valeurs issues de gouttes qui ont plutôt traversé la partie centrale du volume de mesure. Ainsi, la vitesse moyenne $U_{\alpha,\beta moy}$ de chacune des classes de vitesse C_β est obtenue en pondérant la vitesse des gouttes mesurées par le temps passé dans le volume de mesure, encore appelé temps de transit (Tt). En notant U_{i,C_α,C_β} la vitesse de la goutte i appartenant à la fois à la classe de diamètre C_α et la classe de vitesse C_β :

$$U_{\alpha,\beta moy} = \frac{\sum_i U_{i,C_\alpha,C_\beta} T t_i}{\sum_i T t_i} \quad (\text{E-14})$$

E - 3.4. Création des injecteurs numériques dans l'espace

A partir des classes de diamètres par couronne et des débits associés définis dans les étapes précédentes, des injecteurs numériques peuvent être modélisés.

Dans chacune des couronnes k, sont créés N_c cercles concentriques de rayon r_j .

Sur le $j^{ième}$ cercle, N_j injecteurs numériques sont répartis à intervalle angulaire régulier $\frac{2\pi}{N_j}$.

Ainsi, $\theta_{i,j} = i \cdot \frac{2\pi}{N_j}$ représente la position angulaire du $i^{ième}$ injecteur du $j^{ième}$ cercle par rapport à la position de référence située sur la partie positive de l'axe y.

Afin de conserver la densité surfacique d'injecteurs numériques (i.e. le nombre d'injecteurs numériques par unité de longueur) pour une même classe, le nombre de position du cercle $j + 1$ se déduit du nombre de position du cercle j par la relation suivante :

$$N_{j+1} = \left\lfloor N_j \cdot \frac{r_{j+1}}{r_j} \right\rfloor \quad (\text{E-15})$$

De plus, pour déterminer le débit associé pour chaque injecteur numérique, il faut extraire le nombre de positions par couronne k et par classe α noté $N_{inj,k,\alpha}$ pour pouvoir répartir les débits associés à

chacune des classes $Q_{c,k,\alpha}$ sur ces injecteurs. Par convention, au centre il n'existe qu'une position, donc $N_{inj,0} = 1$. Le nombre de position par couronne k est défini de la façon suivante :

$$\forall k \geq 1, \quad N_{inj,k} = \sum_{j=1}^{N_c(k)} N_{(\sum_{l=0}^{k-1} N_c(l)) + j} \quad (\text{E-16})$$

$$Q_{c,k,\alpha,inj} = \frac{Q_{c,k,\alpha}}{N_{inj,k,\alpha}} \quad (\text{E-17})$$

Afin de simplifier les calculs, dans un premier temps, seul un cercle par couronne est généré. Ainsi $N_c(k) = 1$. Par ailleurs, afin de respecter la symétrie de l'injection observée lors de la caractérisation expérimentale, il est choisi de disposer d'un nombre pair d'injecteurs sur le premier cercle. Ainsi, dans un premier temps $N_1 = 2$. La Figure E-19 obtenue avec de tels paramètres $N_c(k) = 1$, et $N_1 = 2$, montre la répartition des injecteurs numériques utilisée pour cette étude.

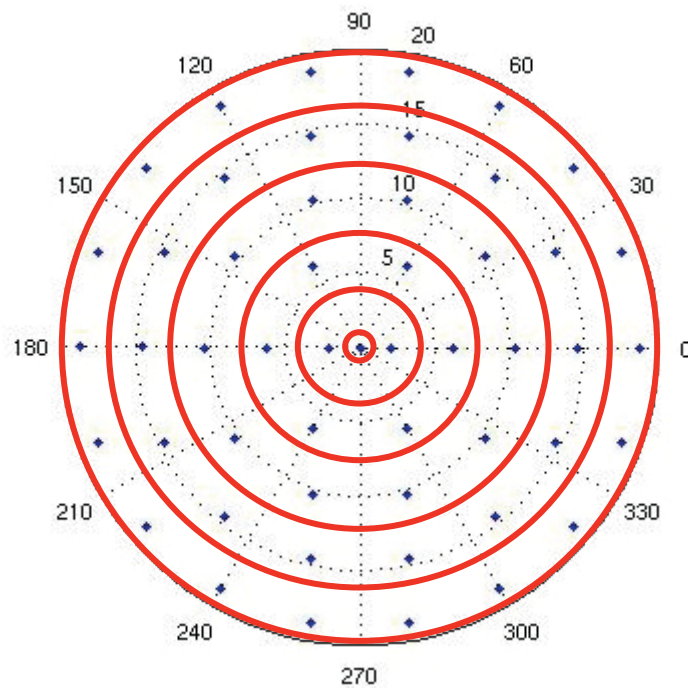


Figure E-19 : Exemple de répartition des injecteurs obtenue avec $N_c(k)=1$ et $N_1=2$

Ainsi, concrètement dans cette étude, le nombre de couronne est fixé à 6. Il y a, par couronne k , $N_{inj,k}$ injecteurs disposés sur $N_c(k)=1$ cercles qui respectent une densité de position. Avec la position centrale, cela représente un total de 51 positions spatiales. En chacune de ces positions, il y a un injecteur pour chacune des 10 classes de diamètres avec un débit $Q_{c,k,\alpha,inj}$ associé. Cela représente donc un total de 510 injecteurs. Au sein d'une position spatiale, les interactions entre classes ne sont pas prises en compte.

Enfin, un fichier d'injection avec l'extension « .dat », spécifique au code de calcul, est généré. Parmi d'autres informations nécessaires au code de calcul, ce fichier possède pour chaque injecteur numérique les coordonnées spatiales x , y et z , le diamètre de la goutte générée, la vitesse longitudinale, la vitesse tangentielle, la vitesse radiale ainsi que le débit comme l'illustre la Figure E-20. La coordonnée « x » est fixée à 15 mm de l'entrée de la conduite rectiligne horizontale puisque c'est la position à laquelle la caractérisation granulométrique a été effectuée.

```

!----- VERSION 1 -----!
!----- CEDRE / SPARTE - inj.dnnn -----!
!-----!
510 | NOMBRE DE POINTS D'INJECTION |
!-----!
! POINT D'INJECTION No 1 !
!-----!
1 ! NUMERO DU POINTS D'INJECTION !
1 ! NOMBRE DE PARTICULES INJECTEES (en mode STAT) !
0.0001 ! PERIODE D'INJECTION (en mode INST) !
0 ! MODE D'INJECTION (en mode INST) !
4.366876e-14 ! DEBIT MASSIQUE (kg / s) !
0 ! INSTANT DEBUT INJECTION (s) (en mode INST) !
1e+09 ! DUREE MAXIMUM INJECTION (s) (en mode INST) !
eau ! NATURE DE LA PARTICULE !
0 0 0.1 ! POSITION POINT D'INJECTION (m)
0 0.56 -9.89 ! VITESSE MOYENNE DES PARTICULES (m/s)
0 ! ANGLE SOLIDE CONE D'INJECTION (deg) !
3.4425e-06 ! RAYON DES PARTICULES (m) !
285 ! TEMPERATURE DES PARTICULES (K) !
1 ! FRACTION MASSIQUE DU COMPOSANT No 1 DE LA PARTICULE !
1 ! ARCHIVAGE (oui : 1 / non : 0) !
!-----!
! POINT D'INJECTION No 2 !
!-----!
2 ! NUMERO DU POINTS D'INJECTION !
1 ! NOMBRE DE PARTICULES INJECTEES (en mode STAT) !

```

Figure E-20 : Exemple de fichier d'injection généré par le module Matlab pour le code CEDRE (présentation du premier injecteur)

E - 4. Conclusions sur les conditions aux limites d'entrée nécessaires aux codes numériques

A travers ce chapitre, un fichier d'injection avec les conditions aux limites d'entrée nécessaire aux codes de calcul est généré. Les données présentes dans ce fichier, sous la forme d'injecteurs numériques discrets, sont acquises à l'aide de la caractérisation expérimentale d'un écoulement annulaire dispersé obtenu avec des conditions expérimentales basées sur une similitude des conditions d'entrée industrielles. Ce fichier possède les coordonnées spatiales et les caractéristiques des gouttes qui vont être injectées dans le domaine de calcul. Outre le fait d'avoir une distribution spatiale homogène dans un plan d'injection numérique qui est situé à 15 mm de l'entrée de la conduite rectiligne horizontale, les injecteurs numériques disposés en ces positions génèrent chacun 10 classes de diamètre et les gouttes générées possèdent leurs propres composantes de vitesse. A ce stade, les conditions aux limites d'entrée sont donc définies et l'écoulement annulaire dispersé peut être simulé.

Cependant, il n'existe aucune base de données quantitatives pour confronter les résultats d'une telle simulation. C'est pourquoi les conditions d'entrée expérimentales définies dans ce chapitre vont permettre de générer expérimentalement des écoulements diphasiques afin de les caractériser et obtenir une base de données. C'est la caractérisation et l'obtention de cette base de données qui font l'objet du chapitre suivant.

Chapitre II :
Création d'une base de données
expérimentales d'un écoulement annulaire
dispersé

INTRODUCTION

La présente étude a pour objectif de valider les modèles numériques relatifs aux écoulements diphasiques disponibles dans les codes de calculs en les confrontant à des données expérimentales préalablement obtenues à partir des données industrielles. L'objectif de ce chapitre est de créer cette base de données expérimentales sur un écoulement annulaire dispersé généré à l'aide des conditions expérimentales définies au chapitre précédent. Il est clair qu'effectuer une analyse complète sur l'ensemble des cas expérimentaux serait fastidieux et peu exploitable. C'est pourquoi, dans une première partie, il est choisi de présenter l'analyse complète faite sur un unique cas expérimental, puis d'étudier ensuite dans une seconde partie, l'influence des différents paramètres. Le choix de la configuration de référence s'est porté sur le cas utilisant une buse à cône creux (la buse TX26) avec un débit liquide de 110 l.h^{-1} et une vitesse d'air de $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ qui sera utilisé lors de la validation des simulations, présentée dans le Chapitre III.

F - ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT OBSERVÉ DANS LE CAS DE RÉFÉRENCE

Cette section vise à analyser l'écoulement annulaire dispersé obtenu pour les différentes conditions expérimentales présentées dans le chapitre précédent. Pour cela, la géométrie est découpée en deux parties distinctes :

- une conduite rectiligne horizontale comprenant la zone de formation du film et son établissement.
- un coude à 90° à l'aide duquel l'influence d'un changement de direction est observée.

Après avoir fait une description globale de l'écoulement dans la maquette, une analyse plus détaillée comprenant des mesures d'épaisseur et de débit de film et une étude de la phase dispersée sont appliquées successivement à la conduite droite puis au coude.

F - 1. Description globale de l'écoulement dans la maquette

Cette description repose sur une analyse qualitative des visualisations et des mesures de pression statique réalisées en différents points du montage.

F - 1. 1. Analyse qualitative du comportement de la phase liquide

F - 1. 1. 1. Dans la conduite

Comme indiqué à la section C - 2. 2, cette conduite est située à l'aval du point d'injection de la phase liquide. La position de la buse coïncide avec l'origine de l'espace (origine qui sera utilisée sur tous les graphes).



Figure F-1 : Panache de pulvérisation issu de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$ obtenu à l'aide de visualisation par ombroscopie

Comme le montre la Figure F-1, le liquide est pulvérisé sous la forme d'un cône dans un écoulement de gaz. Une première zone proche de la buse, montre un liquide continu. Il y a alors une première déstabilisation longitudinale de type Kelvin-Helmholtz qui provoque des vagues. Ensuite, il existe une seconde déstabilisation de type Rayleigh-Taylor qui provoque la formation de filaments sur la circonférence jusqu'à ce que ceux-ci provoquent un lâché d'amas et créent ce qui est appelé l'atomisation primaire du liquide. Ces amas liquides vont directement ou après un phénomène d'atomisation secondaire décrit dans la partie bibliographique de ce mémoire (B - 4. 4), former des gouttes qui sont transportées par le gaz. C'est la phase dispersée. Certaines de ces gouttes rencontrent la paroi de la conduite et se déposent comme le montre la Figure F-2 (cf. Zone d'impact). Puis ces gouttes en paroi sont entraînées par le cisaillement de l'écoulement de gaz. Ceci fait apparaître du ruissellement en paroi (cf. zone de formation de film sur la Figure F-2). Au fur et à mesure des impacts, les divers ruissellements s'épaississent et se joignent pour former un film liquide annulaire.

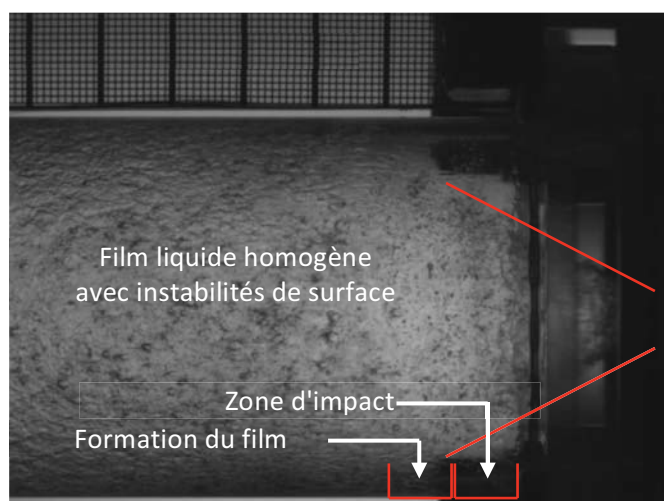


Figure F-2 : Visualisation par ombroscopie de la zone d'injection – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=33.9 \text{ m.s}^{-1}$

A ce stade, la paroi, jusqu'alors « sèche » est dite « mouillée » et il existe donc un film annulaire en paroi, et une phase dispersée transportée par la phase gazeuse au cœur de la conduite. L'écoulement est donc bien un écoulement annulaire dispersé. Au bout d'une certaine distance, le film liquide en s'épaississant laisse apparaître des instabilités de surface de plus en plus marquées

assimilables à des vagues. Celles-ci sont provoquées par le cisaillement du gaz à la surface du liquide. Pour le cas indiqué en Figure F-2, la distribution spatiale du film semble être homogène.

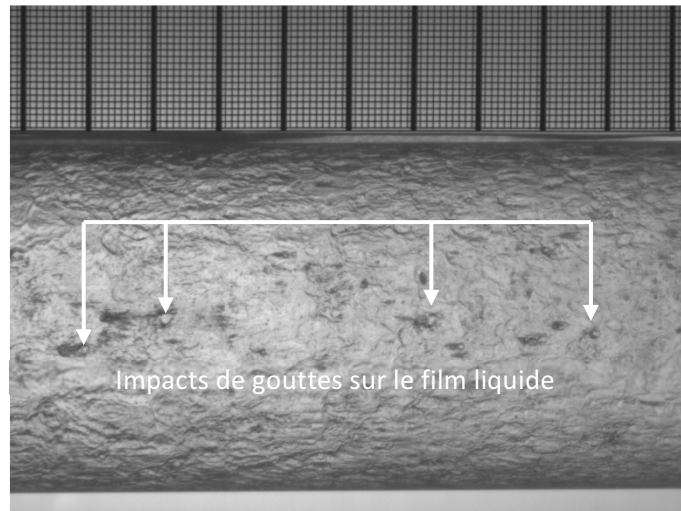


Figure F-3 : Impacts de gouttes dans la partie centrale du tronçon 6D obtenu par ombroscopie – Buse TG3 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o=33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Ainsi, le film liquide ainsi que la phase dispersée sont transportés en aval de la conduite jusqu'à l'entrée du coude. Ces deux entités interagissent :

- il existe des impacts de gouttes sur le film ce qui contribue à alimenter le film liquide tout en réduisant la masse de film dans la phase dispersé. Toutefois ce phénomène est plus particulièrement observé avec la buse à cône plein TG3 comme le montre la Figure F-3.
- il peut exister également de l'arrachement de film liquide par le gaz, ce qui contribue à alimenter la phase dispersée tout en réduisant la masse de film dans le liquide. Cependant, ce dernier n'a pas pu être observé.

F - 1. 1. 2. Dans le coude

Dans le coude, les phénomènes sont observés à l'aide de visualisations à haute cadence afin d'avoir une meilleure résolution temporelle.

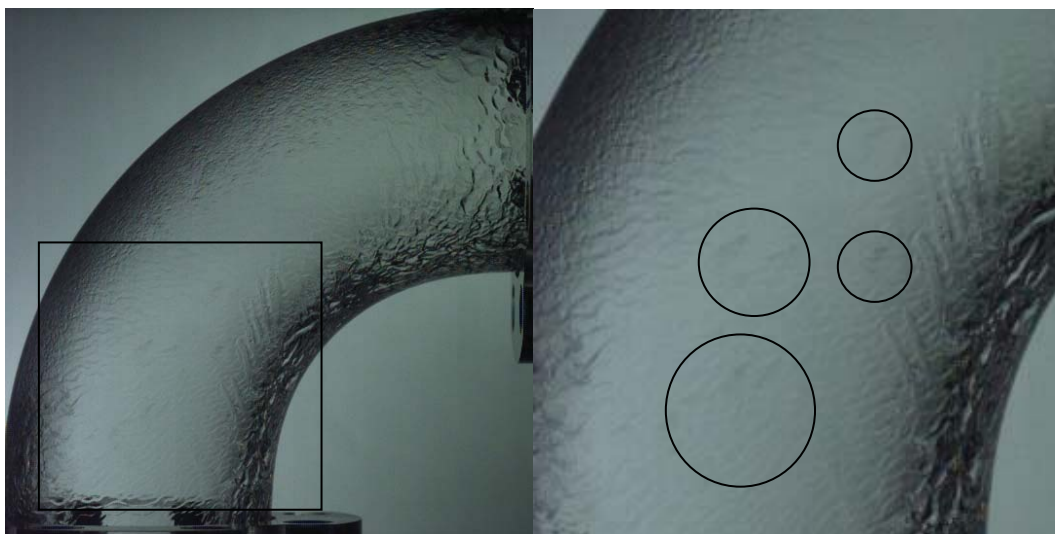


Figure F-4 : Ombroscopie du coude et agrandissement de la sortie du coude – Cadence 5000 ips – Temps de pause 200 μs – Buse TX26 – $U_o= 33.9 \text{ m.s}^{-1}$ – $Q_e= 110 \text{ l.h}^{-1}$ – Influence de la vitesse débitante

Alors que le film liquide était annulaire en sortie de conduite, dans le coude, il descend en partie basse de la conduite pour générer un écoulement d'eau épais au niveau du rayon interne ce qui laisse des parois latérales très peu alimentées. Barbara (1998) montre que, dans les écoulements générés par les coudes, il existe un écoulement secondaire formé de deux tourbillons contrarotatifs dans la demi-partie intérieure du coude. Dans le cas présent, cet écoulement entraîne le liquide des parois latérales préférentiellement vers le rayon interne comme l'illustre la Figure F-5.

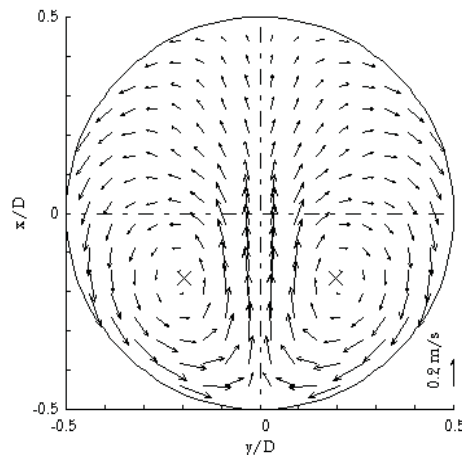


Figure F-5 : Écoulement dans un coude : présence de deux tourbillons contrarotatifs d'après Barbara (1998)

Le liquide qui circule le long du rayon interne est le siège d'instabilités sous forme de vagues déferlantes qui semblent présenter une périodicité. Chaque vague va donner lieu à un lâcher de gouttes qui vont s'atomiser en aval du coude (Figure F-4).

Les gouttes présentes dans l'écoulement gazeux en sortie de la conduite rectiligne suivent des trajectoires balistiques et impactent sur le rayon externe. Une visualisation face au jet de gouttes montre bien l'impact de celles-ci sur la paroi externe du coude. Il est raisonnable de penser que seules de petites gouttes peuvent suivre la phase gazeuse sans rencontrer la paroi extérieure. Ces impacts reforment un nouveau film qui va descendre vers la partie droite verticale (Figure F-6). L'écoulement se rabat dans le plan médian du fait de la courbure du coude.

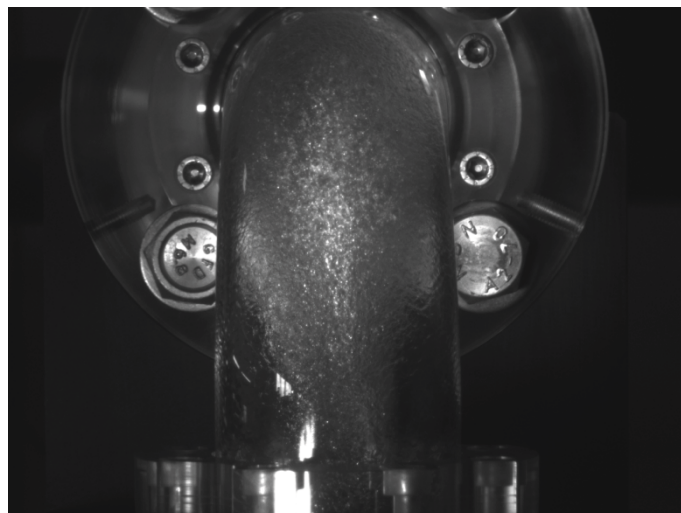


Figure F-6 : Vue par ombroscopie de l'impact des gouttes issues de la partie centrale de l'écoulement amont – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

En sortie de coude, il existe ainsi toujours un film liquide et une phase dispersée. Cependant, une partie du film liquide présente en entrée en rayon interne s'est atomisée et alimente la phase

dispersée tandis qu'une partie de la phase dispersée présente en entrée impacte la paroi externe et forme du film liquide en sortie.

F - 1. 1. 3. En sortie de coude

Dans la partie droite de longueur 2D située en sortie du coude, le film liquide existe toujours mais il n'est pas homogène sur la circonférence. Il existe deux zones privilégiées dans la continuité du rayon intérieur et du rayon extérieur du coude. Des instabilités de surface sont bien visibles plus la vitesse du gaz est élevée et plus il y a de liquide. (Figure F-7).

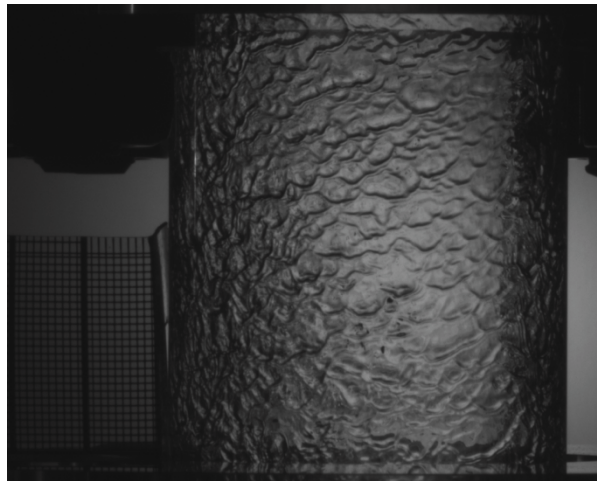


Figure F-7 : Visualisations par ombroscopie en partie droite à la sortie du coude – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

F - 1. 2. Influence du liquide sur les pertes de charges

F - 1. 2. 1. Pertes de charge obtenues sans injection de la phase liquide

Dans la configuration expérimentale retenue pour cette étude, la présence de conduites rectilignes et de coudes entraîne une perte par dissipation d'énergie mécanique qui se traduit en perte de pression nommé « perte de charges ». Ces pertes de charge ont deux origines : les frottements en paroi et la présence de singularités tels que le coude et la canne d'injection.

Pour évaluer ces pertes de charge, des mesures de pression statique pariétales ont été réalisées en différents points du montage comme présenté à la section D - 1.

Afin d'analyser ces résultats, les pressions mesurées sont référencées à la pression statique obtenue à l'amont de la canne d'injection (point 1). Un coefficient K, dit "facteur de perte de charge" relié à la pression différentielle ΔP est alors défini :

$$K = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho U_o^2} \quad (\text{F-1})$$

La vitesse débitante U_o de l'air dans la section de mesure est déterminée à partir du débit d'air, de la section de la conduite et des conditions thermodynamiques (pression, température).

Un exemple de résultat (Figure F-8) obtenu à Pa, montre les évolutions sans injection d'eau, sur les parties "haute" et "basse" de la conduite (voir section D - 1).

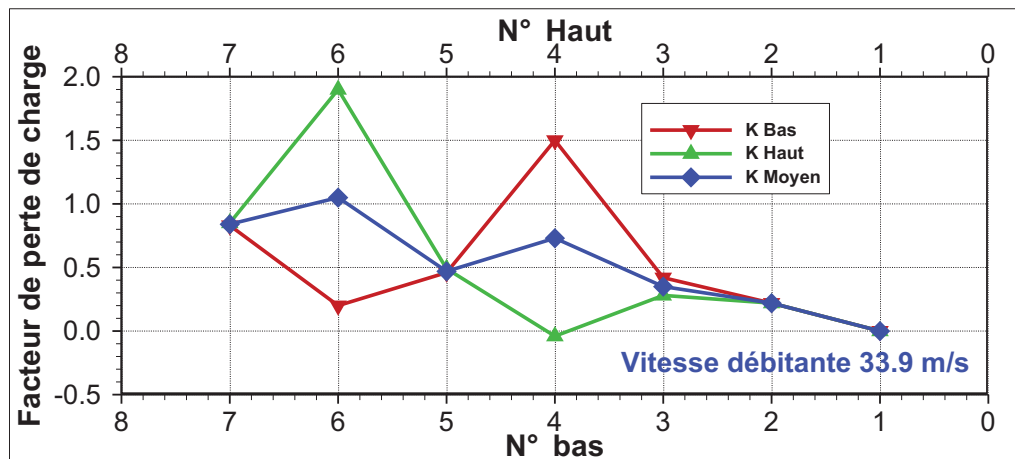


Figure F-8 : Exemple d'évolution du facteur de perte de charge le long de la maquette à Pa, sans injection d'eau pour une vitesse de gaz $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Ainsi les prises 3B et 3H (situées en sortie de conduite rectiligne horizontale) permettent d'accéder à la perte de charge de la conduite droite avec sa canne d'injection. Celle-ci est quasiment uniforme. En revanche, au niveau des coudes (prise n°4 et prise n°6) on retrouve l'écart de pression lié à la courbure des lignes de courant avec une dépression à l'intérieur du coude et une surpression à l'extérieur.

En complément des mesures, il est intéressant de comparer les valeurs obtenues à celles de la littérature (Comolet (1982)). Dans une conduite cylindrique droite, la perte de charge s'exprime en fonction des caractéristiques géométriques de la conduite et d'un coefficient λ , dépendant du nombre de Reynolds, qu'il est possible de relier au facteur de perte de charge K:

$$\Delta P(Pa) = \lambda \frac{\rho U_o^2}{2} \frac{L}{D} = K \frac{\rho U_o^2}{2} \quad \text{avec } \lambda = 0.316 \text{Re}^{-0.25} \text{ (Relation de Blasius pour les tuyaux lisses et } \text{Re} < 10^5 \text{)}$$

les tuyaux lisses et $\text{Re} < 10^5$)

Pour ce qui concerne le coude, la valeur du coefficient K dépend du diamètre et du rayon de courbure et est peu dépendante du nombre de Reynolds dans la gamme considérée. Comme pour la conduite droite, ce coefficient tend à diminuer lorsque le nombre de Reynolds augmente. Il est donc possible de calculer un coefficient K théorique à partir des données de la littérature. La comparaison est donnée dans le Tableau F-1.

	$U_o \text{ (m/s)}$	33.9
	Re	109000
	λ	0.0174
À Pa sur 500 mm (10D) entre les prises 1 et 3	K calcul	0.176
	K mesure	0.35
À Pa sur 300 mm (6D) entre les prises 2 et 3	K calcul	0.105
	K mesure	0.13
À Pa entre les prises 3 et 5 (coude)	K calcul	0.25
	K mesure	0.12

Tableau F-1 : Comparaison entre les facteurs de pertes de charges théoriques et expérimentaux en différentes zones de la conduite

Entre les prises 1 et 3, ce qui correspond à la conduite droite, la valeur mesurée est supérieure à la valeur calculée, du fait de la présence de la buse d'injection qui rajoute de la perte de charge. Pour la partie située entre l'injection et le premier coude entre les prises 2 et 3, soit la conduite rectiligne horizontale, l'accord est très correct étant donné qu'expérimentalement l'écoulement n'est pas établi dans cette section droite. L'accord est moins bon pour le coude.

F - 1. 2. 2. Influence du liquide sur les pertes charges

En introduisant le liquide dans la conduite, contrairement au cas sans eau, il existe une différence de pression statique dans la conduite rectiligne horizontale entre les prises de pression en partie haute et en partie basse. En revanche, les écoulements secondaires dans le coude responsables de la zone de compression sur la paroi intérieure et de la zone de dépression sur la paroi extérieure sont toujours présents comme le montrent les prises 4 et 6. Pour davantage de facilité, il est encore possible de raisonner avec la moyenne des prises de pression hautes et basses. Il est remarquable que la pression statique moyenne augmente de façon régulière le long de la maquette. Cette mesure moyenne en présence de liquide est comparée avec les mesures de pertes de charges sans eau. Cette comparaison présentée en Figure F-9 met bien en évidence que la présence du liquide dans la maquette augmente les pertes de charge principalement sur les parties rectilignes du montage. Dans les coudes, l'influence de la phase liquide est plus faible. L'augmentation de la perte de charge obtenue sur les parties rectilignes traduit l'effet du film en paroi qui augmente la contrainte exercée sur le gaz et l'effet de la trainée exercée par le gaz sur les gouttes qui provoque une perte d'énergie mécanique.

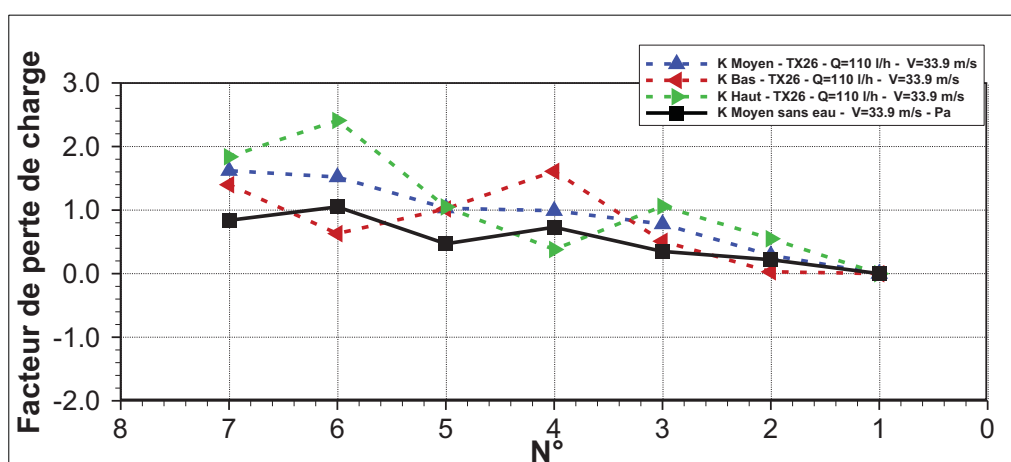


Figure F-9 : Évolution du facteur de perte de charge le long de la maquette à Pa, avec injection d'eau $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour une vitesse de gaz $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

F - 1. 3. Conclusions sur la description globale de l'écoulement

Cette étude qualitative permet de mettre en évidence les différents phénomènes physiques apparaissant entre l'injection du liquide et la sortie du coude. Dans la suite, l'influence de ces phénomènes va être quantifiée dans la conduite, puis en sortie de coude.

F - 2. Analyse détaillée de l'écoulement annulaire dispersé dans la conduite horizontale

Cette analyse porte sur l'identification des phénomènes physiques observés en aval de l'injection. Comme montré dans la section précédente F - 1, la conduite peut être séparée en deux parties : une zone dite « à paroi sèche » au voisinage de la buse dans laquelle il existe un écoulement purement dispersé responsable de la formation du film liquide et une autre dite « à paroi mouillée » dans le reste de la conduite horizontale qui est le siège d'un écoulement annulaire dispersé. C'est pourquoi, tout d'abord, la phase dispersée présente dans la zone « à paroi sèche » est analysée à partir d'un modèle simplifié. Dans un second temps, l'évolution de la phase dispersée présente dans la zone « à paroi mouillée » est étudiée. Pour finir, le film liquide est caractérisé en termes d'épaisseur, de débit et de structure.

F - 2. 1. Caractérisation de l'impact de goutte sur paroi sèche

Le but de ce travail est de déterminer la zone d'impact, d'estimer les débits d'impacts sur paroi sèche afin de caractériser la zone de formation de film et de discriminer les phénomènes physiques et paramètres qui jouent un rôle essentiel dans la formation de ce film. Pour faciliter cette analyse, une modélisation simplifiée du comportement des gouttes entre le plan d'injection et la paroi est réalisée.

F - 2. 1. 1. Obtention des angles de pulvérisation

Afin de caractériser les panaches générés par les buses, une technique de visualisation par ombroscopie est utilisée. Cette technique est explicitée à la section D - 2. 3. 1.



Figure F-10 : Panache de pulvérisation issu de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Le dépouillement de ces visualisations permet d'obtenir les angles de pulvérisation au voisinage immédiat de la buse. Ce dépouillement est décrit à la section D - 2. 3. 1 et consiste à obtenir une image « minimale » et une image « maximale ». Pour le cas considéré, l'angle du brouillard est compris entre 71 et 88 degrés. Toutefois, le confinement du jet par l'air dans la conduite va modifier les trajectoires des gouttes plus en aval et ainsi imposer la position de la zone d'impact des gouttes et de la création du film en paroi. C'est pourquoi, il est nécessaire de comparer ces valeurs à celles obtenues au bout d'une distance « d » de la buse.

F - 2. 1. 2. Obtention des angles de pulvérisation par classes de gouttes à 15 mm de la buse d'injection

Les angles des gouttes à 15 mm de la buse sont obtenus à partir de la caractérisation granulométrique présentée en section E - 2. 2. En effet, à l'aide du post-traitement présenté à section E - 3, il est possible d'obtenir, par couronne et par classe de diamètre, les trois composantes de la vitesse des gouttes. Dans un premier temps, les différentes classes de gouttes obtenues sur chaque couronne sont définies. Le Tableau F-2 montre le diamètre moyen de chacune des classes de diamètres pour chacune des couronnes associées à la buse à cône creux TX26 où le débit liquide est $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et la vitesse d'air $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$. Il faut bien remarquer que les classes de diamètre ne sont pas identiques dans chaque couronne, puisque par construction, ce sont les diamètres minimum et maximum dans chaque couronne qui sont utilisés (cf. E - 3. 2). Par ailleurs, le code de couleur utilisé dans le tableau ci-dessous permet, dans la suite de ce mémoire, de distinguer (par couronne) les différentes classes de gouttes.

D (μm)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	23,03	22,54	11,47	11,78	11,78	11,67	0
	2	31,69	42,42	34,41	35,34	35,34	35,00	0
	3	40,35	62,30	57,35	58,90	58,90	58,33	0
	4	49,01	82,18	80,29	82,46	82,46	81,66	0
	5	57,67	102,06	103,23	106,02	106,02	104,99	0
	6	66,33	121,94	126,17	129,58	129,58	128,32	0
	7	74,99	141,82	149,11	153,14	153,14	151,65	0
	8	83,65	161,70	172,05	176,70	176,70	174,98	0
	9	92,31	181,58	194,99	200,26	200,26	198,31	0
	10	100,97	201,46	217,93	223,82	223,82	221,64	0

Tableau F-2 : Diamètre moyen par couronnes de chacune des classes de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Si le repère est fixé au plan médian de la conduite (Oxz), les composantes de vitesse par classe et par couronne permettent de déterminer, dans ce plan, la norme de la vitesse et l'angle que fait la trajectoire de la goutte à l'aide des relations suivantes :

$$\|\vec{V}_{Oxz}\| = \sqrt{V_x^2 + V_r^2} \quad (\text{F-2})$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{V_r}{V_x}\right) \quad (\text{F-3})$$

Les résultats obtenus pour la configuration de référence sont présentés dans le Tableau F-3 et le Tableau F-4.

$\ \vec{V}_{Oxz}\ \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	0,31	3,87	7,69	8,71	13,28	15,48	0
	2	1,48	7,02	18,55	24,42	27,26	27,76	0
	3	2,15	9,98	19,49	24,06	26,72	26,60	0
	4	3,49	11,67	19,90	23,58	25,83	25,32	0
	5	4,31	12,84	20,15	23,33	25,23	24,33	0
	6	6,91	13,80	20,35	23,37	24,79	23,66	0
	7	6,92	14,80	20,63	23,35	24,47	23,44	0
	8	5,30	16,41	20,49	23,45	24,48	23,59	0
	9	7,42	13,43	21,29	23,57	24,37	23,63	0
	10	11,46	12,30	21,54	23,80	24,70	23,96	0

Tableau F-3 : Vitesses des gouttes par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

θ (°)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	-35,55	-12,89	5,77	-81,98	-72,02	-64,90	0
	2	23,14	-9,07	2,13	17,60	31,40	36,68	0
	3	4,82	-7,15	3,27	17,58	29,93	34,96	0
	4	-11,39	-6,82	4,60	18,27	29,67	34,45	0
	5	6,05	-7,53	5,49	18,79	29,63	34,21	0
	6	-12,08	-8,96	5,93	19,14	29,63	34,47	0
	7	8,30	-5,90	6,01	19,51	29,80	34,50	0
	8	-16,61	-11,25	5,99	19,79	29,94	34,70	0
	9	-26,34	-9,57	5,06	20,50	30,03	35,07	0
	10	-23,07	-7,76	4,69	20,81	30,14	35,56	0

Tableau F-4 : Angles des gouttes par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Il peut être remarqué qu'à 15 mm de la buse, il n'y a pas de gouttes présentes dans la 6^e couronne. C'est pourquoi les vitesses et les angles sont nuls. Cette observation est valable pour toutes les buses.

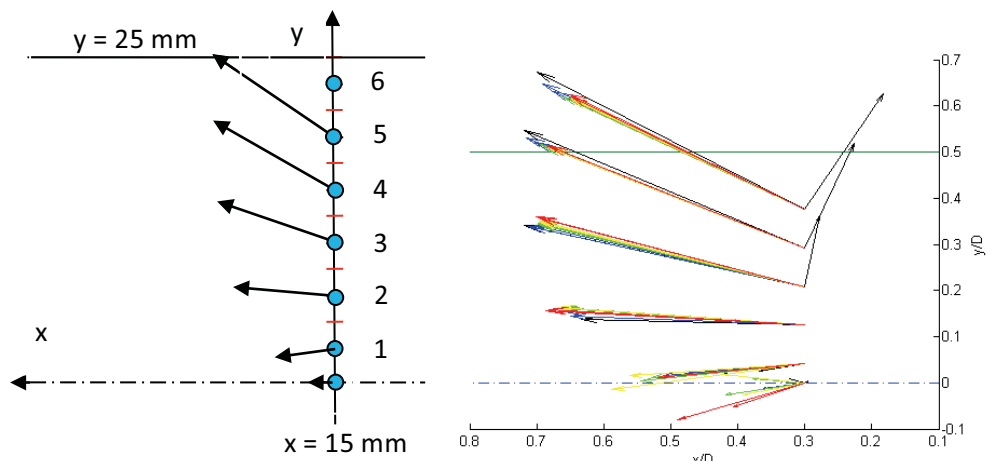


Figure F-11 : Schématisation des vecteurs vitesse et des angles associés à la caractérisation granulométrique de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Un exemple de schématisation de ces vecteurs et des angles qui leur sont associés est donné à la Figure F-11. Pour cet exemple, et dans une couronne donnée, toutes les classes possèdent le même angle à plus ou moins 5 degrés. C'est pourquoi, un seul vecteur vitesse est représenté par couronne pour les 10 classes de diamètres. Par ailleurs, aucun vecteur n'est représenté dans la 6^e couronne, à 15 mm de la buse, puisqu'il n'y a pas de gouttes présentes dans cette région.

Ces angles sont plus petits que ceux déterminés par traitement d'image en sortie de buse. Comme indiqué précédemment, ceci est lié au confinement du brouillard par l'écoulement d'air qui a tendance à réduire le panache du brouillard.

Les faibles vitesses obtenues dans les premières couronnes traduisent bien l'effet de sillage de la buse. Par ailleurs, dans les couronnes extérieures, les plus petites gouttes ont des vitesses longitudinales négatives. Ce résultat est peut être dû à un problème de mesure. Toutefois les gouttes concernées étant de petite taille et le débit correspondant étant faible, leur impact sur le résultat final du modèle est négligeable.

Un calcul du nombre de Weber des différentes classes de goutte dans chacune des couronnes, présenté dans le Tableau F-5, montre que **ceux-ci sont inférieurs au nombre de Weber critique** (B - 4. 4) traduisant la rupture d'une goutte. **Ce phénomène ne sera pas pris en compte par le modèle.**

We		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	0,47	0,38	0,12	0,27	0,34	0,38	0
	2	0,61	0,59	0,17	0,11	0,20	0,25	0
	3	0,75	0,68	0,24	0,19	0,31	0,38	0
	4	0,81	0,78	0,31	0,28	0,43	0,53	0
	5	0,90	0,86	0,38	0,37	0,56	0,69	0
	6	0,90	0,83	0,45	0,46	0,69	0,87	0
	7	0,91	0,96	0,50	0,55	0,83	1,03	0
	8	1,19	1,14	0,58	0,64	0,97	1,18	0
	9	1,16	2,92	0,61	0,74	1,10	1,36	0
	10	0,99	2,02	0,71	0,82	1,23	1,55	0

Tableau F-5 : Nombre de Weber des gouttes par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Ainsi, il est possible de considérer que les gouttes qui ont une trajectoire qui va vers la paroi sont représentatives des gouttes qui impactent effectivement la paroi.

F - 2. 1. 3. Sélection des gouttes qui vont effectivement impacter la paroi

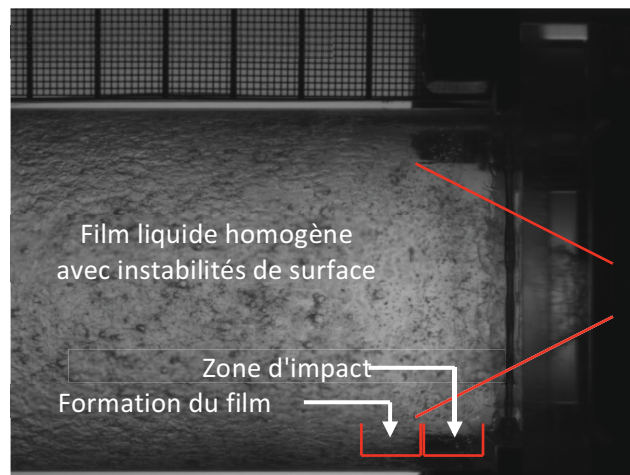


Figure F-12 : Ombroscopie de la zone d'injection – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Comme le montre la Figure F-12, un certain nombre de gouttes issues de la pulvérisation de la buse sont responsables de la formation du film liquide en paroi. Ce film se crée par dépôt après impact vers la position 0,38 D. Il est donc nécessaire de discriminer les gouttes qui impactent la paroi. Pour cela, il faut résoudre l'équation de transport des gouttes de type Basset – Boussinesq – Oseen défini à la section (B - 4. 2. 1). Pour simplifier ce post-traitement, seule la force de trainée visqueuse agissant sur la goutte est considérée. Le sillage de la canne d'injection provoquant de fortes oscillations de vitesse du gaz, il peut être nécessaire d'en tenir compte dans le modèle. Celui-ci étant mis en place pour obtenir de façon simple des tendances et fournir une interprétation aux résultats, il est toutefois nécessaire de ne pas trop le complexifier. Ainsi l'influence de ces fluctuations est introduite en donnant au gaz une composante radiale qui peut être positive, négative ou nulle. Ainsi ces différents cas donneront les cas extrêmes.

$$\rho \frac{4}{3} \pi \frac{d^3}{8} \frac{d\vec{V}_{gouttes}}{dt} = \vec{F}_D \quad (\text{F-4})$$

$$\vec{F}_D = 3\mu(\vec{U}_{gaz} - \vec{V}_{goutte})4\pi\left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad (\text{F-5})$$

Ce qui revient à résoudre l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\vec{V}_{goutte}}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (\vec{U}_{gaz} - \vec{V}_{goutte}) \quad (\text{F-6})$$

Pour des faibles nombre de Reynolds particulaire ($Re_p \ll 1$), le temps de réponse de la particule (défini à la section D - 3. 1. 1) est égal à $\tau_p = \frac{\rho_l d^2}{18 \mu}$. Pour l'application considérée, il peut atteindre 10^2 et il est donc nécessaire d'appliquer un terme correctif sur le coefficient de traînée de la goutte. Ainsi le temps de réponse devient : $\tau_p = \frac{\rho_l d^2}{18 \mu} \left(\frac{1}{1+0,15 Re_p^{0,687}} \right)$.

La résolution de cette équation différentielle permet d'obtenir deux systèmes d'équations paramétriques : l'un en vitesse pour $\vec{V}_{goutte}(t) = \begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \end{pmatrix}$ et l'autre en position pour $\vec{OX}(t) = \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix}$ en fonction de la vitesse initiale de la goutte $\vec{V}_{goutte,15} = \begin{pmatrix} u_{long} \\ v_{rad} \end{pmatrix}$, du gaz $\vec{U}_{gaz,15} = \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}$ et de la position initiale des gouttes $\vec{OX}_{15} = \begin{pmatrix} x_{15} \\ r_{couronne} \end{pmatrix}$.

$$\begin{cases} u(t) = U_0 + (u_{long} - U_0) e^{-\frac{t}{\tau_p}} \\ v(t) = (v_{rad} - V_0) e^{-\frac{t}{\tau_p}} \end{cases} \quad (\text{F-7})$$

$$\begin{cases} x(t) = x_{15} + U_0 t + (u_{long} - U_0) \tau_p \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right) \\ y(t) = r_{couronne} + V_0 t + (v_{rad} - V_0) \tau_p \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right) \end{cases} \quad (\text{F-8})$$

A l'aide de ces équations paramétriques, les trajectoires de gouttes peuvent être tracées et sont présentées en Figure F-13.

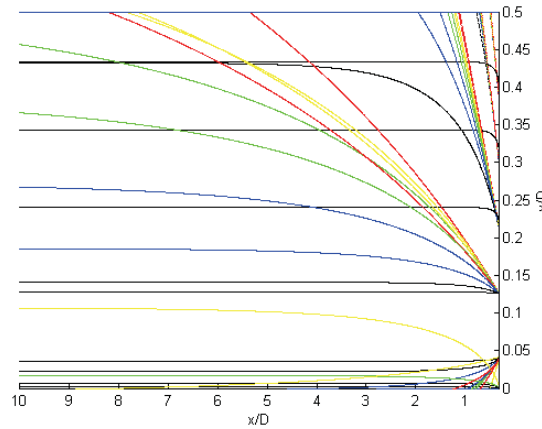


Figure F-13 : Trajectoires des gouttes par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110$ l.h-1 et $U_0=33,9$ m.s-1

Dans le cas général, une goutte impacte la paroi si il existe un temps pour lequel la distance y parcourue est au moins égale à la distance entre la position radiale de la couronne et la paroi.

Dans le cas où la vitesse radiale du gaz V_0 est nulle, pour une couronne donnée et une classe de diamètre définie, la goutte atteint la paroi ($Y = 25$) au bout d'un temps t_{impact} défini de la façon suivante :

$$t_{impact} = -\tau_p \ln \left[1 - \left(\frac{25 - r_{couronne}}{v_{rad} \tau_p} \right) \right] \quad (\text{F-9})$$

En définissant τ_{gaz} un temps caractéristique de séjour dans l'écoulement d'air qui serait le temps que mettrait la goutte si elle n'était soumise qu'à sa vitesse radiale, $\tau_{gaz} = \frac{25 - r_{couronne}}{v_{rad}}$, le nombre de Stokes peut être introduit.

Ainsi, le temps nécessaire à l'impact se réécrit de la façon suivante :

$$t_{impact} = -\tau_p \ln \left[1 - \left(\frac{1}{St} \right) \right] \quad (F-10)$$

De cette manière, il apparaît que seules les gouttes ayant un nombre de Stokes supérieur à 1 impactent la paroi. Les trajectoires de ces gouttes sont tracées sur la Figure F-14.

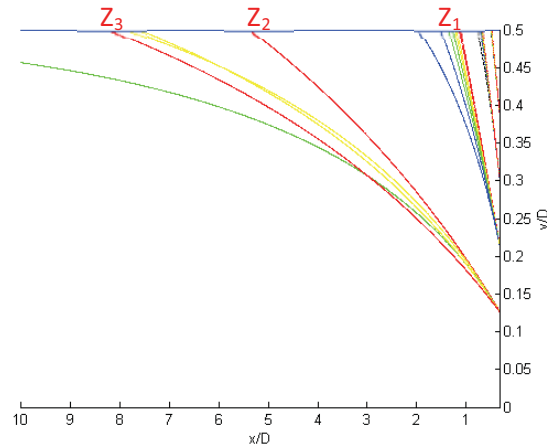


Figure F-14 : Trajectoires des gouttes ($St > 1$) par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Avec la schématisation utilisée, il existe 3 zones d'impact distinctes (Z_1 , Z_2 et Z_3). Il peut être alors remarqué qu'augmenter le nombre de couronne peut tendre à lisser ces zones d'impact et d'obtenir une seule large zone d'impact.

En introduisant ce temps t_{impact} dans les équations paramétriques de la position longitudinale (F-8) et des vitesses de la particule (F-7), il est possible de déterminer le point d'impact ainsi que l'angle et la vitesse à l'impact explicités respectivement dans le Tableau F-6, le Tableau F-7 et le Tableau F-8.

x_{impact}/D		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2					0,77	0,50	
	3				1,96	0,72	0,49	
	4				1,51	0,70	0,49	
	5				1,36	0,69	0,49	
	6			18,7	1,27	0,68	0,49	
	7			7,88	1,22	0,68	0,49	
	8			7,64	1,19	0,67	0,49	
	9			8,23	1,13	0,67	0,48	
	10			5,37	1,11	0,67	0,48	

Tableau F-6 : Positions des impacts de gouttes par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Ces résultats obtenus à l'aide du modèle simplifié montrent que les premiers impacts ont lieu à 0,48 D. La valeur déterminée à partir des visualisations étant de l'ordre de 0,38 D une bonne corrélation est obtenue.

F - 2. 2. Caractérisation de la dynamique du film en paroi le long de la conduite

Cette caractérisation est basée sur une mesure de débit de liquide s'écoulant en paroi et sur une analyse de la structure du film en utilisant des mesures d'épaisseur.

F - 2. 2. 1. Étude du taux de dépôt

Cette caractérisation quantitative est réalisée au sein de deux sections (à la position $x=3D$ ou $x=5D$). Pour le cas TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$, il est mesuré que **les débits liquides s'écoulant sous forme de film sont égaux à $82,1 \text{ l.h}^{-1}$ en 3D et $85,2 \text{ l.h}^{-1}$ en 5D soit respectivement 75% et 77% du débit injecté par la buse.**

Pour analyser ces mesures, le modèle simplifié présenté ci-dessus peut être poursuivi pour estimer un taux de dépôt théorique.

Dans la partie bibliographique (B - 4. 6), il a été montré que le taux de dépôt en paroi dépend du régime d'impact. Celui-ci varie en fonction de l'angle d'impact, de la taille des gouttes et de leur vitesse normale à la paroi. Ces paramètres sont pris en compte sous forme de nombres adimensionnels. A partir du modèle simplifié, il est possible de déterminer ces différents paramètres pour les différentes classes de goutte impactant la paroi. Le Tableau F-7 et le Tableau F-8 présentent respectivement l'angle d'impact et la vitesse d'impact des gouttes (issues de chacune des classes de diamètres) qui impactent la paroi.

Pour déterminer le régime d'interaction goutte – paroi, chaque impact est placé sur le diagramme $\log K = f(T^*)$ défini à la section (B - 4. 6). $T^* = -0.667$ et les valeurs de $\log K$ sont indiquées dans le Tableau F-9 et le Tableau F-10.

$\alpha_{imp} (^\circ)$		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2					17,42	28,03	
	3				5,55	23,32	30,64	
	4				10,04	25,30	31,35	
	5				12,72	26,41	31,89	
	6			0,12	14,59	27,08	32,61	
	7			1,25	15,82	27,77	33,11	
	8			1,48	16,75	28,30	33,35	
	9			1,48	18,07	28,63	33,89	
	10			2,89	18,80	29,04	34,66	

Tableau F-7 : Angles des gouttes à l'impact par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

$\ \vec{V}_{imp}\ (\text{m.s}^{-1})$		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2					28,7	27,6	
	3				29,4	27,2	26,5	
	4				26,6	26,1	25,2	
	5				25,3	25,4	24,3	
	6			33,4	24,7	24,9	23,6	
	7			29,9	24,2	24,5	23,4	
	8			28,9	24,0	24,4	23,5	
	9			28,5	23,9	24,3	23,4	
	10			25,9	24,0	24,5	23,7	

Tableau F-8 : Vitesses des gouttes à l'impact par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

LogK		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2					0,42	0,78	
	3				-0,27	0,89	1,08	
	4				0,33	1,09	1,23	
	5				0,62	1,24	1,34	
	6			-3,06	0,82	1,34	1,44	
	7			-1,07	0,96	1,44	1,53	
	8			-0,87	1,08	1,52	1,61	
	9			-0,82	1,20	1,59	1,69	
	10			-0,26	1,30	1,67	1,77	

Tableau F-9 : Log du Nombre de Mundo à l'impact par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

D'après ces valeurs, le régime d'impact est le celui du **dépôt** (Figure B-18). Chaque classe de diamètres possédant un débit associé, il est possible de déterminer un débit d'impact en paroi responsable de la formation du film comme le montre la Figure F-15.

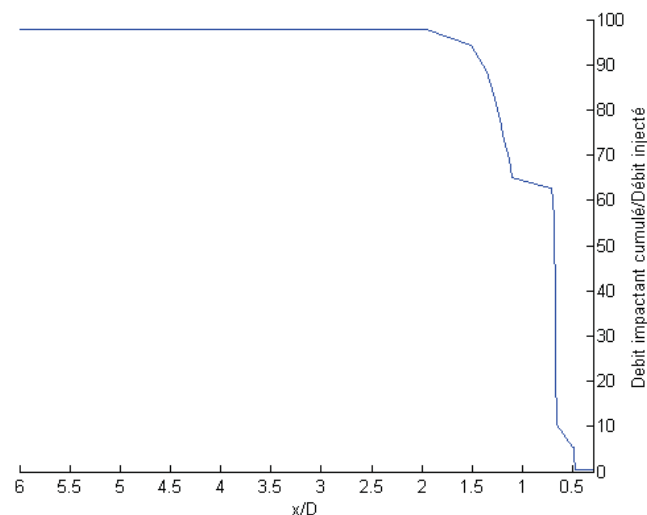


Figure F-15 : Débit d'impacts cumulé à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Il peut être noté que plus de 95 % du débit injecté est obtenu entre 0 et 2 D, ce qui correspond à la première zone d'impact Z_1 (identifiée à la Figure F-14). Ceci indique donc qu'un lissage en augmentant le nombre de couronnes (pour le post-traitement des mesures en $X=15 \text{ mm}$) n'apporterait pas davantage de précision puisque l'essentiel du débit impactant se concentre dans la premier tiers de la conduite rectiligne horizontale.

En section E - 3. 3, il est expliqué que l'utilité des classes de vitesses n'est pas démontrée dans cette étude. Ainsi, la suite vise à infirmer ou confirmer ce propos. Pour cela, le même post-traitement est effectué pour diverses classes de vitesse : $Z = \{1, 2, 5, 10 \text{ et } 20\}$.

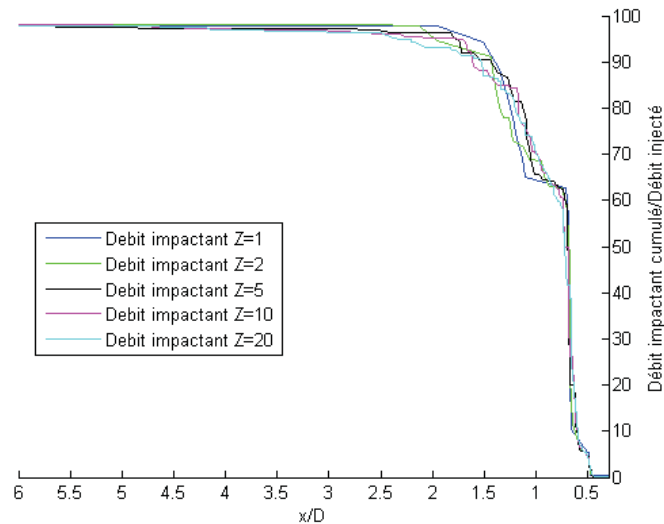


Figure F-16 : Débit d'impacts cumulé pour divers classes de vitesses « Z » à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Cette figure montre un lissage des impacts en augmentant le nombre de classes de vitesses dans la zone Z_1 . Cependant, le débit cumulé atteint toujours la même valeur en fin de section droite. Ce lissage pouvant être utile par la suite, **il est choisi d'utiliser 10 classes de vitesses**. En regardant, la position des premiers impacts avec ce nombre de classes de vitesses, le résultat ($X_{33,9_calcul} = 0,40 \text{ D}$) est plus proche du résultat expérimental ($X_{33,9_exp} = 0,38 \text{ D}$)

Il a été vu en section E - 3. 1 que les points expérimentaux ont été regroupés afin de discrétiser l'espace en 6 couronnes concentriques. Une vérification en créant une couronne par point expérimental est réalisée dans cette section afin d'évaluer l'influence du nombre de couronnes et d'évaluer son influence sur la position des impacts et donc d'un éventuel lissage du débit d'impact cumulé. Ainsi, cela représente une discrétisation de l'espace en 15 couronnes concentriques. Le nombre de cercle N_c par couronne (k) est toujours fixé à un. Le nombre de classes de diamètres et de classes de vitesses est de 10. Le même post-traitement est appliqué.

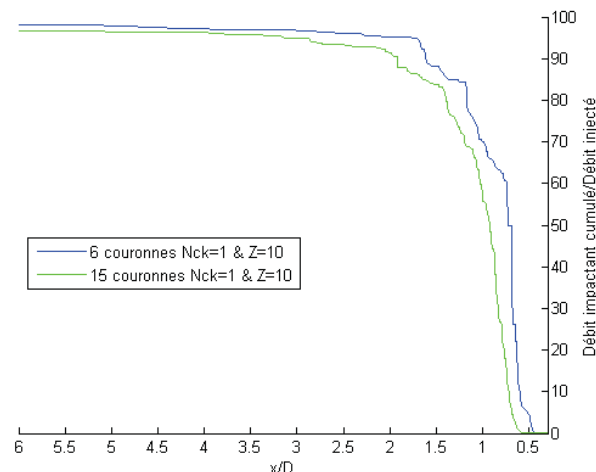


Figure F-17 : Débit d'impacts cumulé en fonction du nombre de couronne « X » à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Les résultats sont semblables dans la zone Z_1 et identique en fin de conduite. Il peut donc en être conclu qu'augmenter le nombre de couronnes n'apporte pas une précision significative. La discrétisation en 6 couronnes peut être conservée.

Pour résumer, le plan de mesure, obtenu à 15 mm du plan d'injection, est divisé en 6 couronnes concentriques. Lesquelles sont divisées en 10 classes de vitesses qui sont elles-mêmes divisées en 10 classes de vitesses. En regardant les impacts cumulés en fonction de la distance, l'essentiel du débit impacte la paroi en début de conduite droite puis atteint un maximum égal à 96% du débit injecté. Étant donné que des mesures expérimentales ont été effectuées à 30 mm du plan d'injection, il peut être intéressant de leur appliquer le même post-traitement que précédemment et de comparer les résultats.

Comme précédemment, le même post-traitement est effectué avec les données expérimentales mesurées à 30 mm. Cette comparaison permet de valider le débit d'impact estimé avec les données obtenues en $x=15$ mm puisque les débits tendent vers la même valeur. En revanche, les gouttes sont mieux réparties dans les couronnes en $X = 30$ mm à cause de l'expansion du panache : il existe des gouttes dans la 6^{ème} couronne. C'est pourquoi le débit à l'impact est mieux réparti.

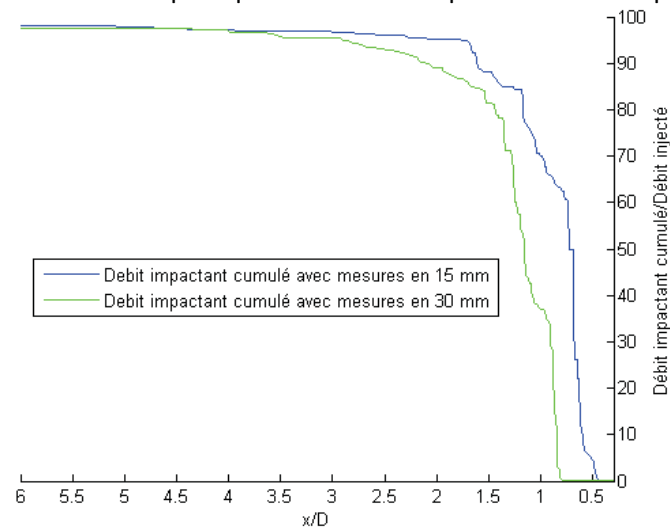


Figure F-18 : Comparaison des débits d'impacts cumulés obtenu avec les mesures effectuées à 15 mm et 30 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Lorsque les mesures sont reportées sur la courbe d'estimation du débit de film obtenues à l'aide du modèle (Figure F-19), il est observé une surestimation du débit déposé en paroi. Bien que plusieurs pistes aient été explorées pour expliquer ce désaccord, aucune explication satisfaisante n'a été obtenue. Une analyse plus détaillée sera faite à partir du résultat des simulations numériques.

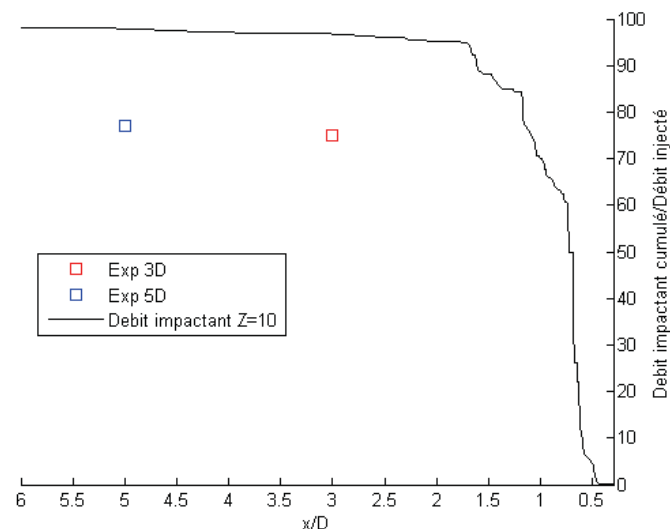


Figure F-19 : Débit d'impacts cumulé avec les résultats expérimentaux à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

F - 2. 2. 2. Étude de la structure du film

Il est montré en section D - 4 qu'un film liquide en paroi soumis à un cisaillement externe est composé d'un substrat et d'une couche à vagues. Dans cette section, ce film est caractérisé à l'aide de mesures d'épaisseurs réalisées en deux sections droites ($X=3D$ et $X=5D$) et huit positions azimutales espacées de 45° .

En chaque point, un signal composé de 10000 points est acquis à 1000 Hz. Un exemple de deux signaux temporels acquis en partie basse et partie haute de la conduite est présenté sur la Figure F-20.

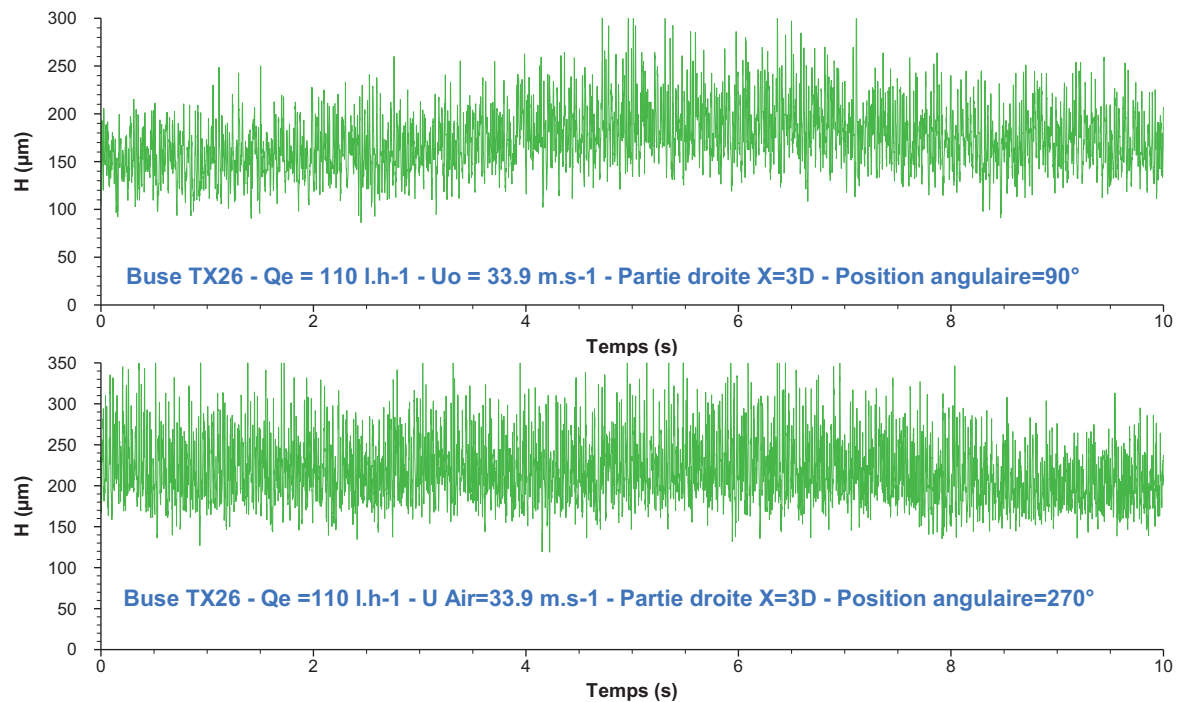


Figure F-20 : Signaux temporels obtenus sur 10 s en haut (90°) et en bas (270°) de la conduite en $X=3D$ pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Les différentes grandeurs calculées à partir de ce signal sont reportées sur des diagrammes en coordonnées polaires avec un axe radial dirigé vers le centre de la canalisation. Cette méthode de représentation permet de visualiser le film en paroi et d'observer la distribution du film liquide comme le montre la Figure F-21.

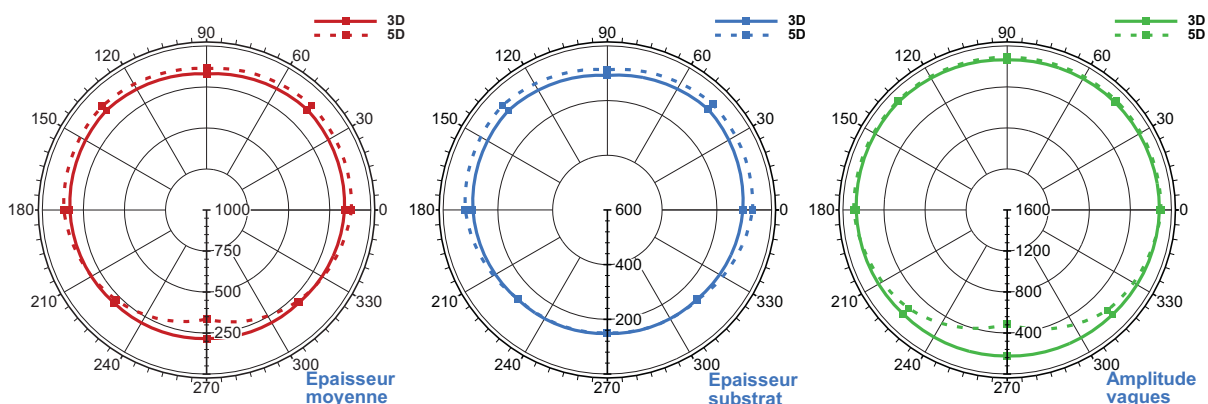


Figure F-21 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 3D et en 5D – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0=33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Si pour chaque point de mesure, ces épaisseurs sont reportées sur un diagramme plan, il est possible de caractériser l'évolution de ces grandeurs entre les deux plans de mesure.

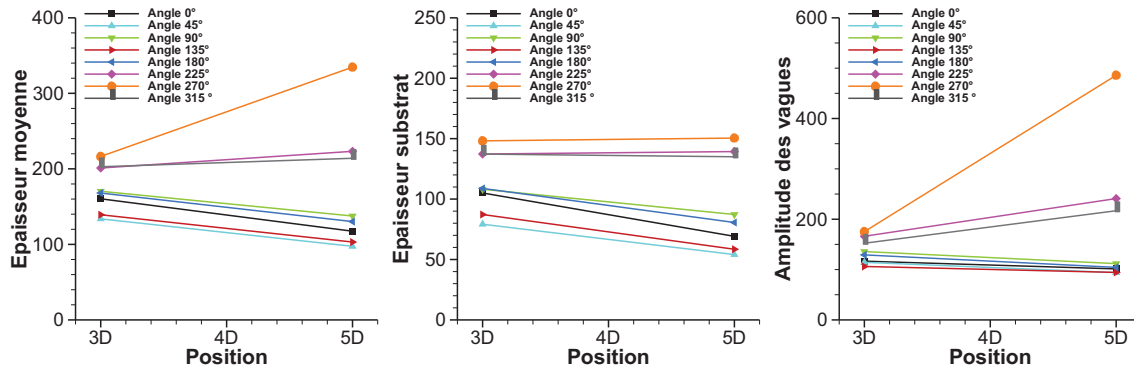


Figure F-22 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues, paramétrée par la position azimutale - Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Cette évolution (Figure F-22) indique que l'épaisseur moyenne mesurée en partie inférieure de la conduite ($225^\circ - 270^\circ - 315^\circ$) augmente entre la position 3D et la position 5D tandis qu'elle diminue dans la partie supérieure. Ce même phénomène est observé sur l'épaisseur du substrat et est encore plus marqué sur la mesure de l'amplitude des vagues. Ceci indique bien un transfert de masse de film de la partie supérieure à la partie inférieure qui peut être imputé au phénomène de gravité. A ces positions, l'écoulement de film n'est pas établi. **L'épaisseur moyenne du film liquide (moyennée sur les 8 positions) est de $174 \mu\text{m}$ à la position 3D et de $170 \mu\text{m}$ à la position 5D.**

Pour améliorer l'analyse de ces résultats, il est possible de comparer les mesures avec les valeurs théoriques obtenues à partir de deux modèles simples. Pour ces deux modèles, le film est assimilé à une couronne annulaire d'épaisseur δ en paroi de la conduite. Étant donné le nombre de Reynolds du film liquide rencontré lors des expériences, l'écoulement du film est supposé laminaire. Dans ces conditions le profil de vitesse dans le film peut être décrit par la loi suivante (voir Annexe 1) :

$$U_f(r) = \left(g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) + \frac{2\tau_i}{(R - \delta)\rho_l} \right) \frac{(R^2 - r^2)}{4\nu_l} + \frac{g}{2} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \frac{(R - \delta)^2}{\nu_l} \log \left(\frac{r}{R} \right) \quad (\text{F-11})$$

L'épaisseur du film est alors calculée en intégrant ce profil et en cherchant la valeur de l'épaisseur vérifiant cette équation :

$$Q_f = \frac{\pi}{8\nu_f} g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) (3 \cdot \delta^4 - 12 \cdot R \cdot \delta^3 + 14 \cdot R^2 \cdot \delta^2 - 4 \cdot R^3 \cdot \delta) + \frac{\pi\tau_i(\delta)}{4\nu_l(R - \delta)\rho_l} (\delta^4 - 4 \cdot R \cdot \delta^3 + 4 \cdot R^2 \cdot \delta^2) - \frac{(R - \delta)^4}{2\nu_l} g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \log \left(\frac{r - \delta}{R} \right) \quad (\text{F-12})$$

Dans cette expression apparaît le terme de contrainte interfaciale τ_i qui peut être calculé soit à partir de la formule de Wallis (1970) qui dépend de l'épaisseur du film, soit en utilisant l'approche développée par Giroud-Garapon (2003) basée sur une rugosité équivalente du film. Les valeurs obtenues avec ces deux méthodes seront comparées aux résultats expérimentaux. De plus l'approche développée par Giroud-Garapon (2003) permet également d'estimer une hauteur de vague. Dans le Tableau F-10, le résultat de ces deux approches est comparé aux mesures. Pour compléter, une estimation de l'épaisseur du substrat est indiquée en utilisant la corrélation de Schubring (2009).

Position	Épaisseur moyenne mesurée	Épaisseur moyenne calculée (Wallis (1970))	Épaisseur moyenne calculée (Giroud-Garapon (2003))
X = 3D	119 μm	254 μm	244 μm
X = 5D	152 μm	251 μm	240 μm

Épaisseurs moyennes

Position	Épaisseur mesurée du substrat moyen	Épaisseur du substrat calculée Schubring (2009)	Position	Amplitude de vagues mesurée	Amplitude des vagues calculée (Giroud-Garapon (2003))
X = 3D	37 μm	265 μm	X = 3D	152 μm	435 μm
X = 5D	71 μm		X = 5D	183 μm	428 μm

Épaisseurs de substrat

Amplitudes des vagues

Tableau F-10 : Estimation de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues à l'aide de différentes corrélations – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o=33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Les ordres de grandeur des épaisseurs sont retrouvés, mais l'amplitude des vagues est surestimée.

Les écarts observés peuvent être engendrés par la nature non établi de l'écoulement. A ce stade aucune autre explication ne peut être avancée. Par ailleurs, l'utilisation des autres corrélations disponibles dans la section B - 3. 2. 1 entraîne le même résultat à savoir des valeurs calculées trop élevées (comparées aux mesures) dû au caractère non établi de l'écoulement.

Par ailleurs, les signaux temporels sont traités à l'aide d'une transformée de Fourier afin de repérer s'il existe des phénomènes avec une fréquence caractéristique. Il est remarqué qu'en toutes les positions, il existe une fréquence caractéristique des vagues centrée au voisinage de 50 Hz. Cependant, une telle valeur peut être induite par l'électronique de mesure.

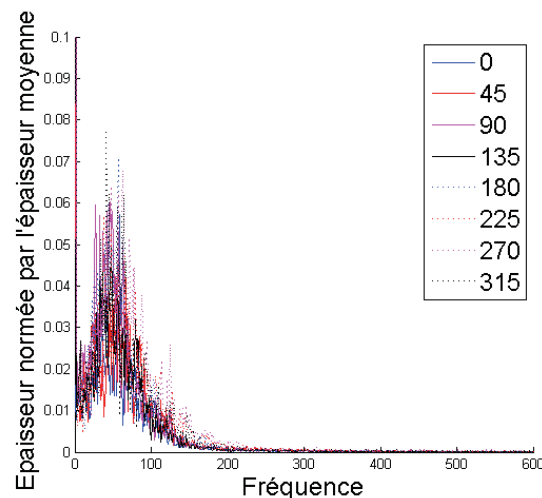


Figure F-23 : Comparaison des spectres fréquentiels des signaux d'épaisseurs de film obtenu aux huit positions azimutales au plan x = 3D avec un signal temporelle de 10 000 points de mesures obtenues sur 10 secondes

F - 2. 3. Caractérisation de l'évolution de la phase dispersée le long de la conduite

La Figure F-24 présente les résultats de la granulométrie (Vitesses et Diamètre moyen de Sauter) réalisée à 8 mm de la sortie de la conduite horizontale. Les mesures effectuées sur les deux croix à 45° sont interpolées afin d'obtenir une représentation spatiale des différentes grandeurs. Il est précisé que le premier cercle représente les limites de la conduite (la paroi) et le deuxième cercle représente la limite du maillage. De plus, il est rappelé que les mesures ayant été réalisées en sortie de conduite, le film liquide qui est en paroi se décolle ce qui provoque son atomisation. Ainsi, aux

bornes du maillage utilisé pour les mesures de granulométrie, les résultats sont liés au film liquide et non à la phase dispersée. De plus, le passage d'une zone confinée à une zone non confinée provoque une légère expansion du panache, surtout sur les gouttes périphériques issues de l'atomisation du film liquide.

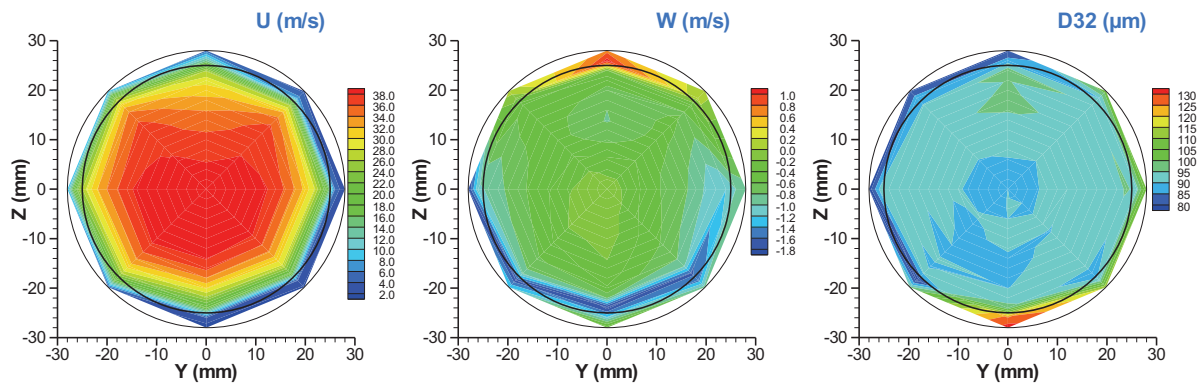


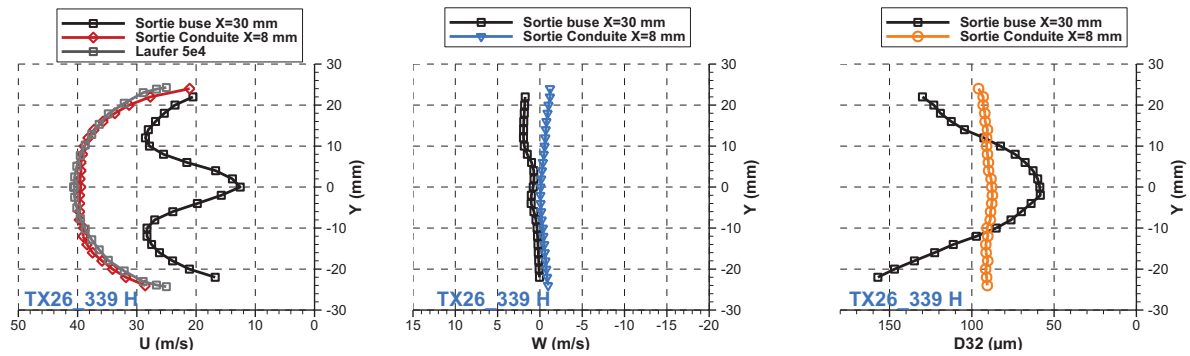
Figure F-24 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o=33.9 \text{ m.s}^{-1}$ – 8 mm en aval de sortie de section droite de conduite

En sortie de conduite rectiligne horizontale, l'analyse des résultats (Figure F-24) conduit aux conclusions suivantes :

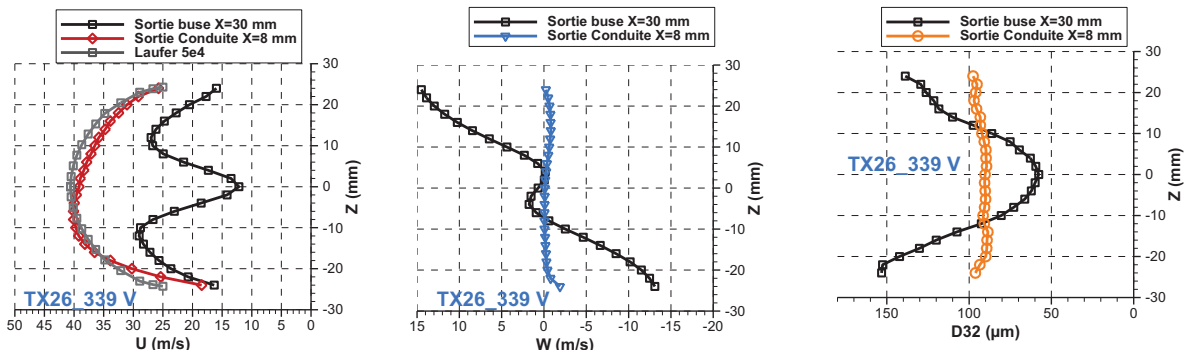
- La répartition des vitesses longitudinales est symétrique par rapport au plan médian vertical, mais montre une dissymétrie par rapport au plan médian horizontal. Il y a un écart de vitesse dans la partie supérieure, sans doute due à un résidu lié à la présence de la canne d'injection.
- La composante verticale reste faible, sauf en partie haute et basse de conduite, démontrant l'expansion des gouttes issues de l'atomisation du film liquide due au passage de celles-ci dans une zone non confinée.
- Au point de vue quantitatif, il peut être remarqué que les gouttes ont atteint la vitesse de l'écoulement d'air.
- Le diamètre D_{32} est homogène dans la section de sortie, malgré une valeur très élevée en partie basse de conduite. Encore une fois, ceci est dû à la présence du film liquide.

Afin d'apprécier l'évolution des vitesses de gouttes et du D_{32} entre l'injection au niveau des buses et la sortie de la conduite rectiligne horizontale, il est utile de comparer les profils horizontaux et verticaux dans ces deux sections de mesure. Les résultats sont présentés en regardant l'écoulement par le côté, l'axe X allant de la droite vers la gauche (Figure F-25).

Il est rappelé pour la Figure F-25 que sur le profil horizontal, la composante W mesurée traduit la vitesse tangentielle tandis que sur le profil vertical, elle indique la vitesse radiale.



(a) Profils horizontaux suivant l'axe Y (Vue de dessus)



(b) Profils verticaux suivant l'axe Z (Vue de côté)

Figure F-25 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} dans la conduite rectiligne horizontale – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Ces courbes confirment que les gouttes ont atteint la vitesse du gaz puisque la composante longitudinale horizontale a un profil pleinement développé (Figure F-25 – (a) – gauche). De plus, cette courbe montre également que le sillage due au blocage aérodynamique de la buse est résorbé. En revanche, la composante longitudinale verticale (Figure F-25 – (b) – gauche) montre un résidu du sillage de la canne d'injection puisqu'il existe toujours une survitesse dans la partie inférieure.

Les gouttes n'ont toujours pas de vitesses tangentielles. En ce qui concerne la vitesse radiale, la Figure F-25 – (b) – au centre montre que les gouttes n'ont plus de composante radiale. Cette conclusion confirme le résultat obtenu en sortie de buse qui montrait que la composante radiale, bien que traduisant une pulvérisation expansive, avait tendance à s'atténuer avec la distance. Par ailleurs, de petits pics de vitesse radiale sont localisés au voisinage de la paroi qui traduisent, de nouveau, l'expansion des gouttes issues de l'atomisation du film liquide (car W est dirigé vers l'extérieur de la conduite). Globalement, l'écoulement s'est homogénéisé au profit de sa composante longitudinale afin de suivre l'écoulement de la phase porteuse. Cette homogénéisation se retrouve également sur le diamètre moyen de Sauter puisque la valeur est quasi-constante sur les deux traversées dans la zone intérieure à la conduite.

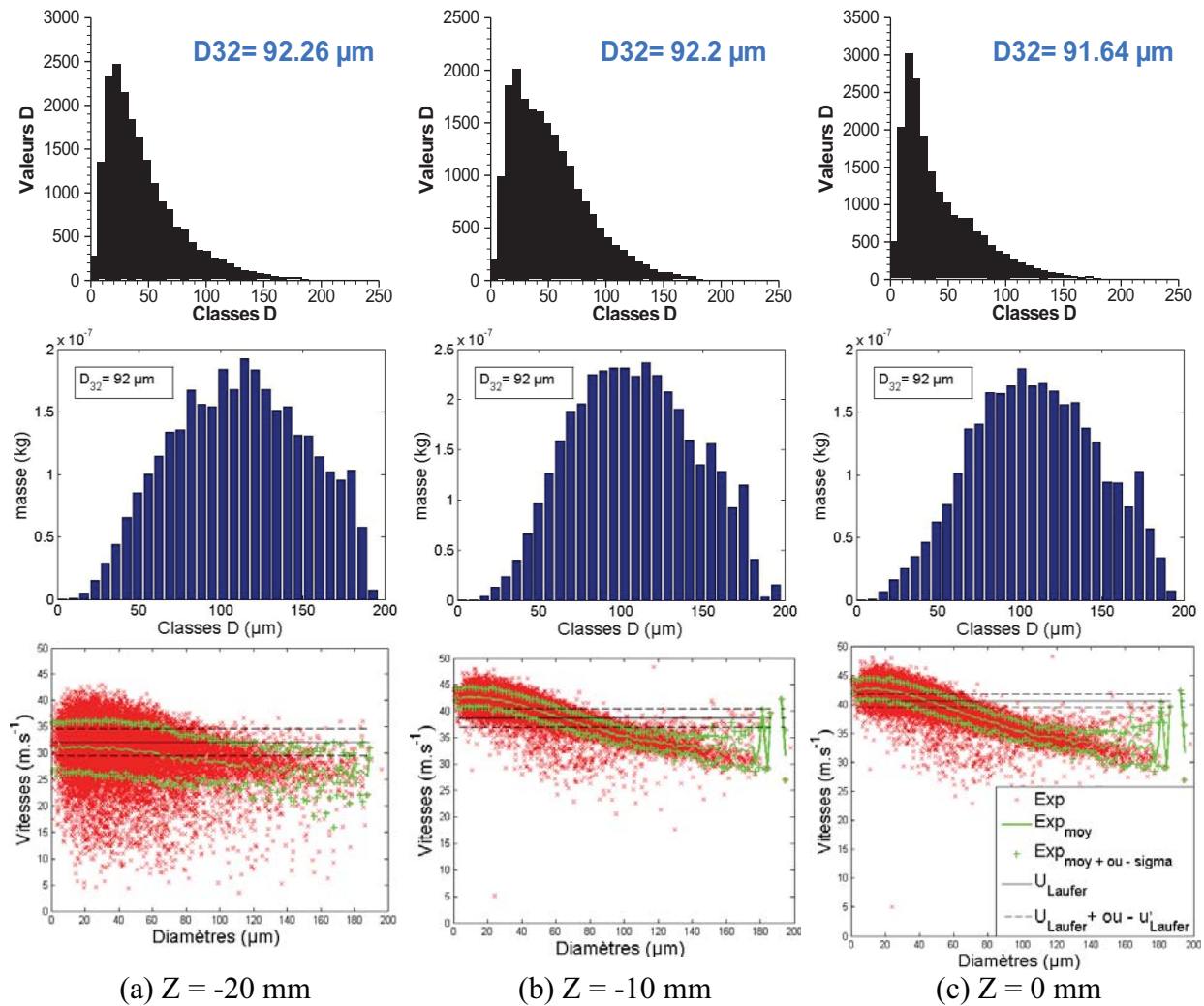


Figure F-26 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de section droite – Axe Z – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o=33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Les histogrammes en nombre obtenus en sortie de section droite de conduite (Figure F-26) tendent à détecter plus de petites gouttes en partie basse et, par symétrie, en partie haute de la conduite. Cependant leur contribution massique étant faible, les histogrammes en masse sont similaires. Dans un premier temps, seuls les points expérimentaux en rouge sur les figures de dispersions tailles/vitesse sont considérés. Dans la zone proche de la paroi (à 5mm de la paroi), la dispersion des vitesses des gouttes est d'autant plus prononcée que le diamètre des gouttes est faible. En effet, entre $Z=-22$ mm et $Z=-18$ mm, il est montré sur le profil vertical de la composante longitudinale U (Figure F-25 – b – gauche) qu'il existe un fort gradient de vitesse dû à sa position proche de la paroi qui passe d'une vitesse de 10 m.s^{-1} à 34 m.s^{-1} . Or les petites gouttes sont davantage sujettes à une influence de ce gradient d'où une telle dispersion. En se rapprochant de l'axe de la conduite, les petites gouttes sont à la vitesse de la phase gazeuse et il existe une décroissance de la vitesse proportionnelle au diamètre due à la force de trainée générée. La dispersion en vitesse est plus faible.

En s'intéressant à la Figure F-27, qui reprend la corrélation taille/vitesse de la Figure F-26 en $Z = -20$ mm, diverses courbes sont superposées pour permettre de compléter l'analyse. La moyenne des vitesses de gouttes par diamètres est tracée en trait continu vert. Les croix vertes représentent l'écart type en vitesse. Sur cette figure, bien que la dispersion des petites gouttes soit prononcée, il est noté que l'écart type de la mesure est d'environ 5 m.s^{-1} . En se rapprochant du centre de la conduite, cet écart type se réduit et confirme la baisse en dispersion. Par ailleurs, la valeur donnée par Laufer (1953) en ces points de mesure est reportée en trait continu noir et la turbulence u' en

trait discontinu noir. Ce deuxième tracé montre que proche de la paroi, les petites gouttes sont à la vitesse du gaz. En se rapprochant du centre de la conduite, les vitesses moyennes sont supérieures aux vitesses données par Laufer (1953) car celles-ci sont fournies pour un nombre de Reynolds de 50 000 or pour le cas de référence, le nombre de Reynolds est de l'ordre de 100 000. En ce qui concerne l'écart type, il est observé que les fluctuations des vitesses des gouttes à proximité de la paroi sont supérieures à celle obtenues par Laufer dans cette zone. Ceci peut être dû à la présence des vagues sur l'interface air/liquide qui tout comme une rugosité locale peut augmenter le niveau de fluctuation de vitesse.

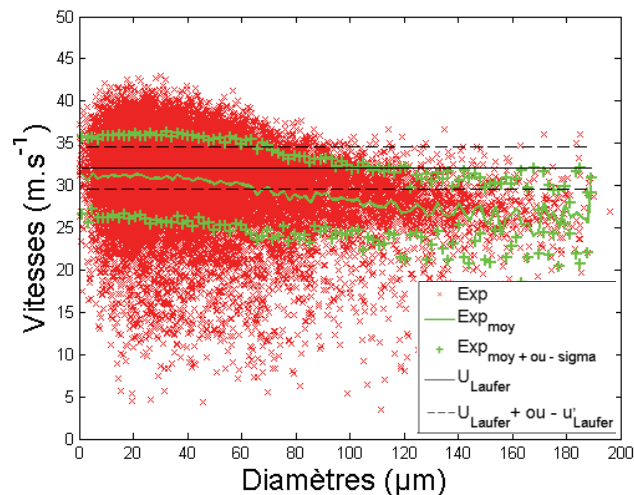


Figure F-27 : Corrélations taille/vitesse en sortie de section droite en $Z = -20$ mm – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

F - 3. Évolution d'un écoulement annulaire dispersé au travers d'un coude

Cette section vise à étudier l'influence du coude sur l'écoulement annulaire dispersé incident. Comme précédemment cette analyse portera successivement sur l'écoulement liquide en paroi puis au sein de l'écoulement gazeux.

F - 3. 1. Caractérisation de la dynamique du film en paroi

Comme montré au début de ce chapitre, en sortie du coude, le film liquide existe toujours mais il n'est pas homogène sur la circonférence. Des instabilités de surface sont toujours bien visibles.

Cette caractérisation quantitative du film liquide est réalisée à 1D de la section de sortie du coude. Ainsi, pour le cas de référence (TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$), **une diminution du débit de film est mesurée (68 l.h^{-1} soit 62% du débit injecté par la buse)**. Pour interpréter ce résultat, il faut rappeler que les observations montrent que d'une part le débit de film doit augmenter sous l'action des impacts de gouttes en partie externe du coude et, d'autre part, doit diminuer par un effet d'atomisation du film observé en partie interne du coude. Ainsi il est possible de conclure que dans le cas présent, le débit de film qui s'atomise à l'intérieur du coude est supérieur au débit issu de l'impact des gouttes sur sa partie extérieure.

Des mesures d'épaisseurs de film sont également réalisées. Celles-ci sont explicitées sur la Figure F-28.

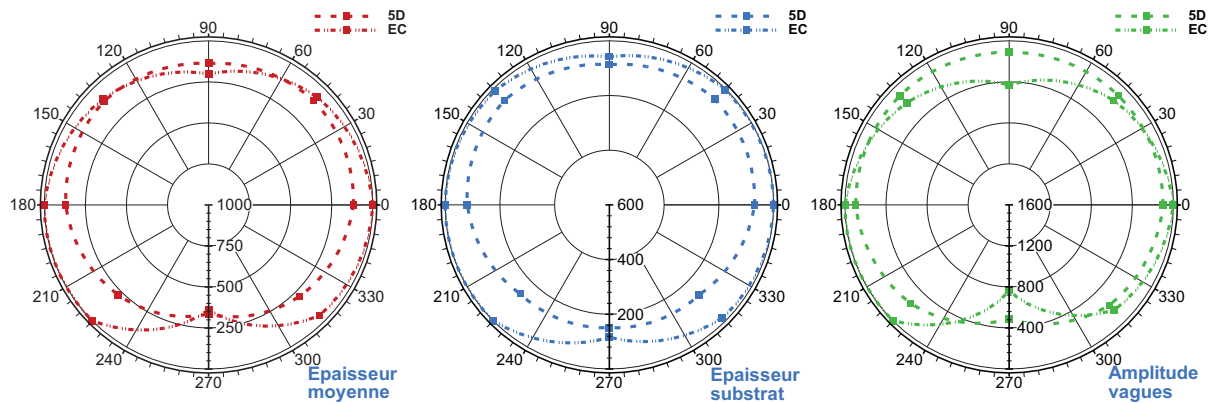


Figure F-28 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 5D et entre les deux coudes (EC) – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Les épaisseurs de film sont plus importantes en 90° et 270° et sont très faibles sur les autres positions et plus particulièrement dans la demi-partie intérieure. Ces résultats mettent bien en évidence :

- les écoulements privilégiés de film issu du rayon interne et du rayon externe du coude,
- le fait qu'il y ait très peu de film sur le prolongement de la demi-partie intérieure du coude (hors rayon intérieur) dû à la présence des deux tourbillons.

L'épaisseur moyenne du film liquide (moyennée sur les 8 positions) en sortie de coude est de $95 \mu\text{m}$.

F - 3. 2. Caractérisation de la phase dispersée en sortie de coude

Il est montré dans la section précédente que le comportement des gouttes est fortement influencé par le coude.

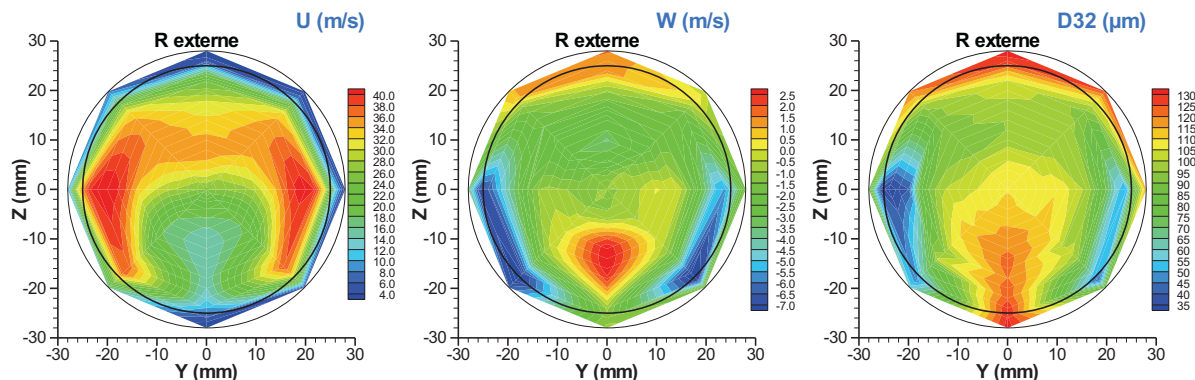


Figure F-29 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$ – 8 mm en aval de section de sortie du coude

Par ailleurs, d'après Barbara (1998), l'écoulement longitudinal d'air est accéléré dans la zone en dehors des tourbillons contrarotatifs. L'auteur précise que ces tourbillons sont situés dans la demi-partie intérieure du coude. Par ailleurs, il a été montré, d'une part, que ces tourbillons provoquent l'atomisation du film liquide en rayon interne et que, d'autre part, les gouttes qui n'arrivent pas suivre l'écoulement vont impacter la paroi. C'est pourquoi la mesure de granulométrie réalisée à 8 mm de la section de sortie du coude (Figure F-29) met en évidence :

- en ce qui concerne la composante U, la survitesse en rayon externe de la phase gazeuse dans une zone en forme de croissant à l'aide de gouttes qui suivent le comportement de cette phase porteuse

- en ce qui concerne la composante W, la présence des tourbillons à l'aide d'une zone clairement visible de vitesse positive élevée (située à environ 15 mm du centre de la conduite sur l'axe Z) qui rend compte de la présence des tourbillons jumelés et une zone de vitesse négative de part et d'autre des tourbillons qui ramène l'écoulement en paroi vers le rayon interne,
- en ce qui concerne la taille des gouttes, des grosses gouttes dans la partie interne du coude qui sont vraisemblablement issues de l'atomisation du film.

Ces conclusions se retrouvent en observant les profils moyens disponibles sur la Figure F-30. En effet, la survitesse de la phase gazeuse dans la demie-partie extérieure du coude se retrouve sur la Figure F-30 – b – à gauche. Par ailleurs, la structure en croissant montrée en Figure F-29 accélère les gouttes et les pics de vitesses semblent être exactement dans le plan $Z = 0$ mm. C'est exactement ce plan qui est représenté sur la Figure F-30 – a – à gauche. De plus, les deux pics de vitesse négative de la composante W en sortie de coude sur la Figure F-30 – a – au centre traduisent la recirculation des tourbillons située près de la paroi et dirigée vers le rayon interne. Par ailleurs, la répartition spatiale du D_{32} présentée en Figure F-30 – b – à droite permet de retrouver la présence du fractionnement du film liquide en rayon interne du coude, suivant l'axe Z, et sous forme de grosses gouttes.

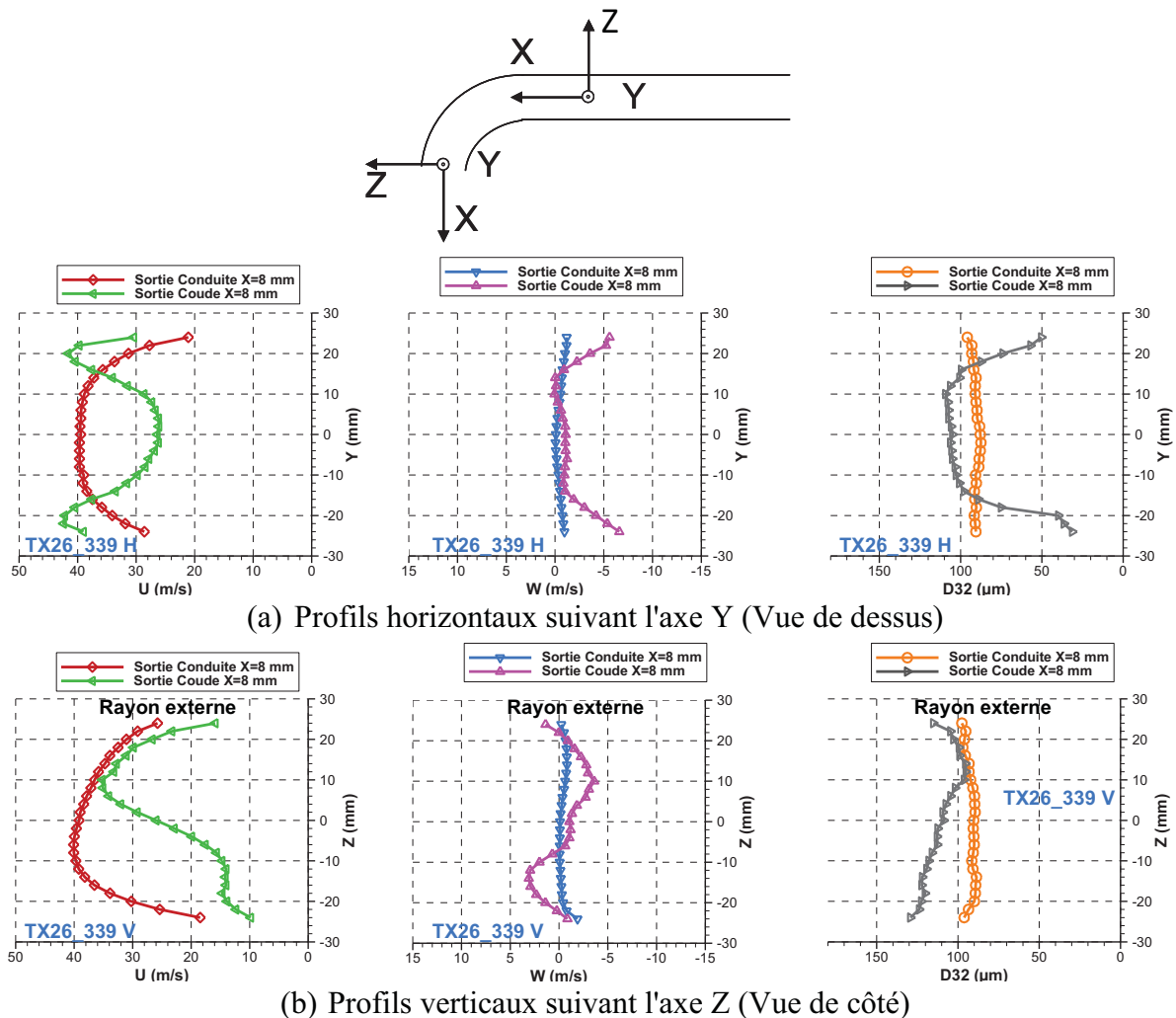


Figure F-30 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} entre l'entrée et la sortie du coude – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Cependant, cette figure apporte également de nouvelles conclusions. La Figure F-30 – b – au centre montre que la composante W située dans la demie-partie extérieure est dirigée vers le rayon intérieur et celle dans la demie-partie intérieure est dirigée vers le rayon extérieur. Par ailleurs, seules les petites gouttes suivent les tourbillons, c'est pourquoi, sur la Figure F-30 – a – à droite, le D_{32} observé dans la zone de vitesse U maximale de la structure en croissant est faible (de l'ordre de 30 à 50 μm). Ainsi, les gouttes qui ne suivent pas les tourbillons restent au centre de l'écoulement et sont privées de leur population de petites gouttes. Ceci a tendance à faire augmenter le diamètre moyen de Sauter entre l'entrée et la sortie du coude (Figure F-30 – a – à droite). De plus, le gradient du D_{32} visible sur la répartition spatiale du D_{32} présentée en Figure F-30 – b – à droite montre une décroissance de D_{32} inverse au gradient de vitesse longitudinale. Le D_{32} minimum est obtenu pour le pic de vitesse longitudinale. Cette observation peut laisser penser que les gouttes issues de l'atomisation du film liquide en rayon interne subissent de l'atomisation secondaire et ce phénomène est d'autant plus important que la vitesse longitudinale est élevée. L'augmentation du D_{32} observable en $Z=25$ mm est liée soit à la présence d'arrachement du film liquide créé par impacts sur la paroi extérieure du coude s'atomise ou soit à des résidus d'éclaboussement ou de rebond des gouttes qui ont impacté la paroi extérieure du coude.

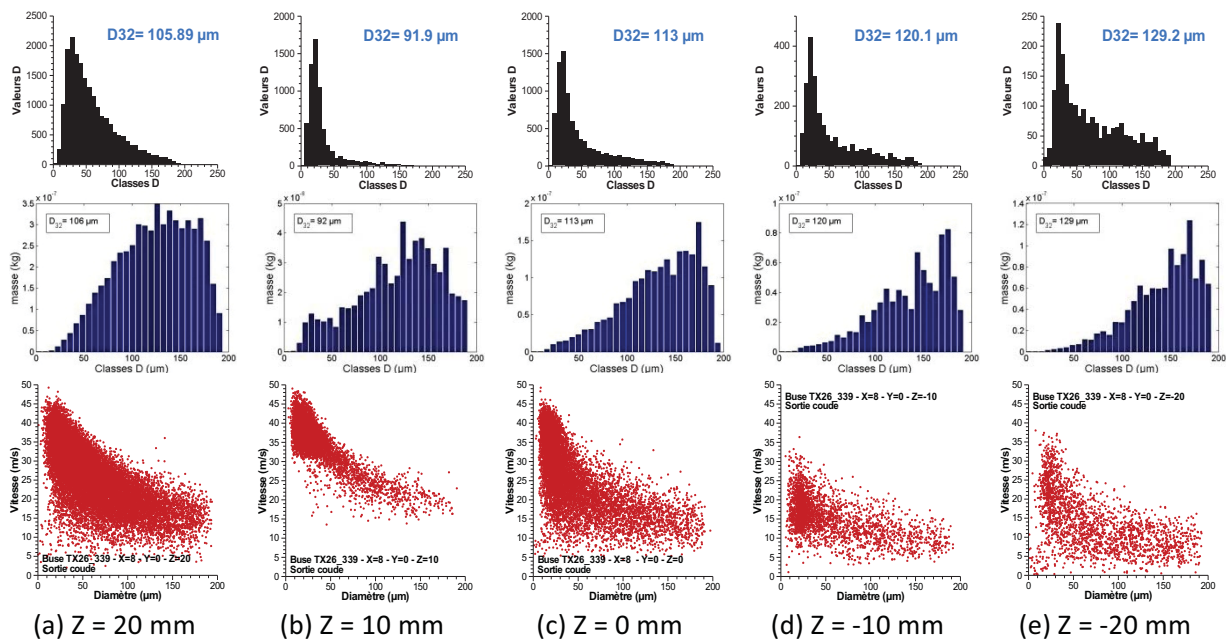


Figure F-31 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de coude – Axe Z - Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Encore une fois, la Figure F-31 montre à l'aide de l'histogramme en nombre une zone ($Z=10$ mm) où seules sont présentes de petites gouttes. L'histogramme en masse montre, contrairement aux autres positions, que les volumes des petites classes de gouttes ne sont pas négligeables. Ces petites gouttes sont à la vitesse de la phase gazeuse (repéré par le pic de vitesse). Au voisinage de cette zone, le gradient de vitesse étant faible, il y a une très faible dispersion en vitesse de ces petites gouttes. Ensuite, une décroissance de la vitesse avec le diamètre de la goutte est observée. Ceci traduit un effet de Stokes. Cependant dans les zones $Z=20$ mm et $Z=0$ mm, il existe un fort gradient de vitesse, ce qui provoque une forte dispersion des petites classes de gouttes. Cette remarque est illustrée par les petites classes de gouttes sur les corrélations tailles/vitesse.

Pour la zone issue de la demi-partie intérieure du coude, des distributions en masse similaires sont obtenues. Par ailleurs, il existe une forte dispersion en vitesse de toutes les classes de gouttes. Ceci est dû à l'atomisation du film liquide en rayon interne qui crée des gouttes à diamètres et à vitesses variables. D'autre part cela peut également provenir d'une forte instabilité azimutale observée dans cette zone par Barbara (1998).

Cependant, à mesure que les gouttes s'éloignent de la paroi intérieure ($Z=-10$ mm, $Z=0$ mm et $Z=10$ mm), elles subissent de l'atomisation secondaire qui a tendance à privilégier les petites classes de gouttes (B - 4. 4). Il peut être remarqué qu'en arrivant à la position $Z=10$ mm, il n'existe presque plus de grosses classes de gouttes. Par contre, à la position $Z=20$ mm, une augmentation globale du nombre de gouttes est observée. Ceci correspond à une concentration du brouillard dans cette zone comme le montre la Figure F-32. Cette particularité est due, d'une part au déplacement des petites gouttes qui suivent l'écoulement gazeux dans cette zone et d'autre part à l'éclaboussement et au rebond de gouttes sur la paroi extérieure du coude.

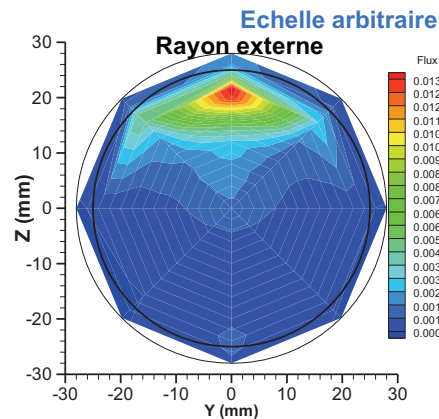


Figure F-32 : Distribution du flux volumique obtenue à l'aval du coude
(Buse à cône creux TX26, $U_o = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$, $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$)

F - 4. Conclusions sur la caractérisation de l'écoulement annulaire dispersé

Les résultats présentés dans cette partie permettent de quantifier les différentes caractéristiques de l'écoulement annulaire dispersé depuis l'injection jusqu'à la sortie du coude. Ces résultats seront utilisés dans la partie suivante pour étudier l'influence de la vitesse du gaz, du type de buse et de la pression sur l'ensemble des phénomènes mis en évidence.

G - CARACTÉRISATION EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DE DIFFÉRENTS PARAMÈTRES D'ENTRÉE SUR UN ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ

Cette section porte sur l'étude de l'influence de la vitesse du gaz, des caractéristiques initiales du brouillard généré et de la pression sur l'écoulement annulaire dispersé. Cette analyse est réalisée en comparant des essais pour lesquels une attention particulière à ne faire varier qu'un seul paramètre à la fois est adoptée. Ces comparaisons sont résumées dans le tableau suivant :

Débit Liquide (l/h)	Type de buse	Vitesse d'air (m/s)	Pression	Exploitation des essais
110	Cône creux TX26	10,4	1 bar	Influence de la vitesse de l'air
		33,9		
20	Cône creux TX5	33,9	1 bar	
		76		
56	Cône creux TX14	27,3	1 bar	Influence du type de buse
	Cône plein TG2			
110	Cône plein TG3	33,9	1 bar	
	Cône creux TX26			
110	Cône plein TG3	33,9	1 bar	Influence de la pression
			3,5 bar	

Tableau G-1 : Configurations retenues et des comparaisons possibles

Comme pour l'analyse du cas de référence, la comparaison porte tout d'abord sur la description globale de l'écoulement, puis sur étude plus détaillée des différents paramètres de l'écoulement annulaire dispersé.

G - 1. Influence de la vitesse de gaz

G - 1. 1. Analyse qualitative du comportement de la phase liquide

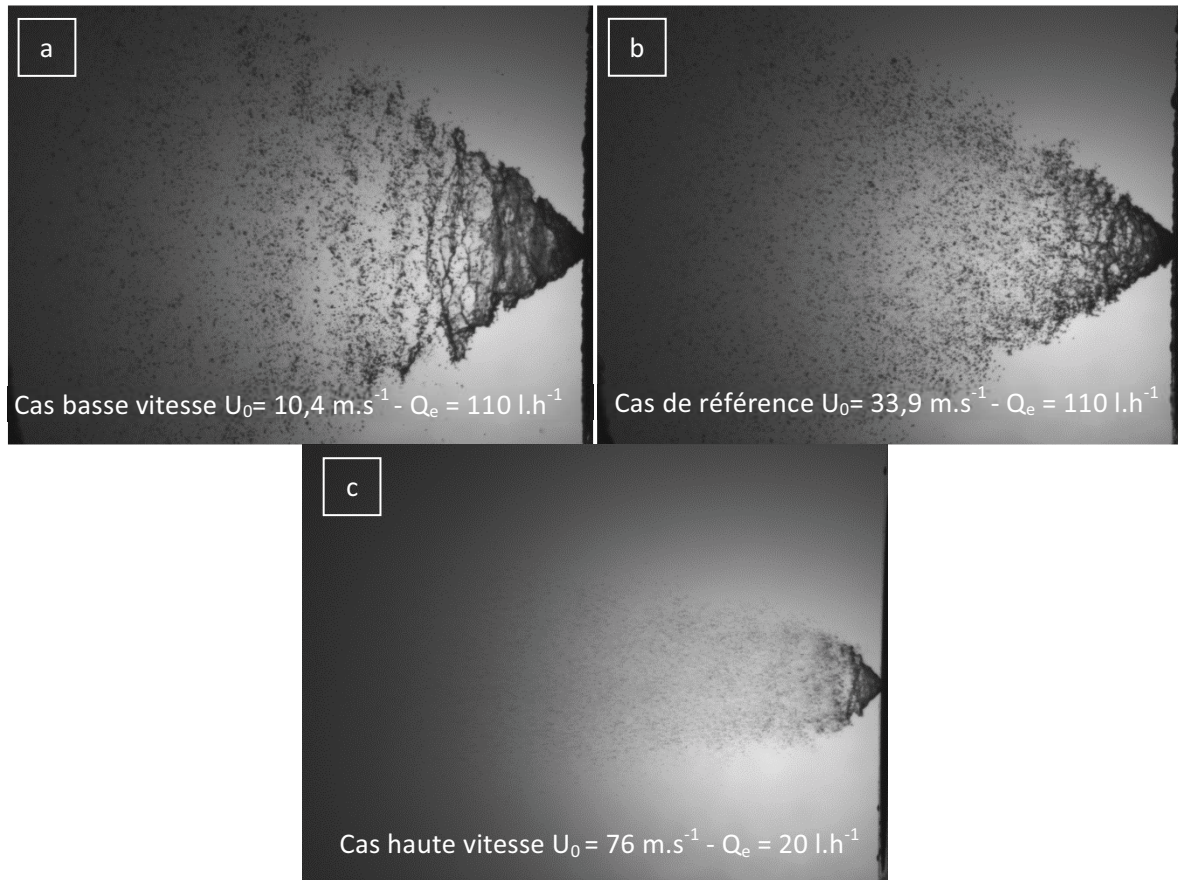


Figure G-1 : Comparaison de panaches de pulvérisation issus de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour la vitesse $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$

Comme le montre la Figure G-1, le liquide est toujours pulvérisé sous la forme d'un cône dans un écoulement de gaz. Cependant, il est remarqué que l'atomisation primaire du liquide est moins rapide à basse vitesse qu'à haute vitesse puisque les déstabilisations successives sont mieux visibles. De plus, au fur à mesure que la vitesse du gaz augmente, il semble que les diamètres des gouttes résultant de l'atomisation secondaire soient de plus en plus faibles. Ceci est particulièrement bien illustré par les visualisations obtenues avec la plus forte vitesse d'air (Figure G-1 – c). Par ailleurs, cette figure montre également que la vitesse de l'air limite l'expansion du brouillard ce qui a pour effet d'éloigner les premiers impacts des gouttes avec la paroi. Ainsi la Figure G-2 montre que cette zone d'impact passe de $x = 0,2 \text{ D}$ ($U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$) à $x = 0,38 \text{ D}$ ($U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$) pour le cas $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et de $x = 0,48 \text{ D}$ ($U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$) à $x = 1,02 \text{ D}$ ($U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$) pour le cas $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$.

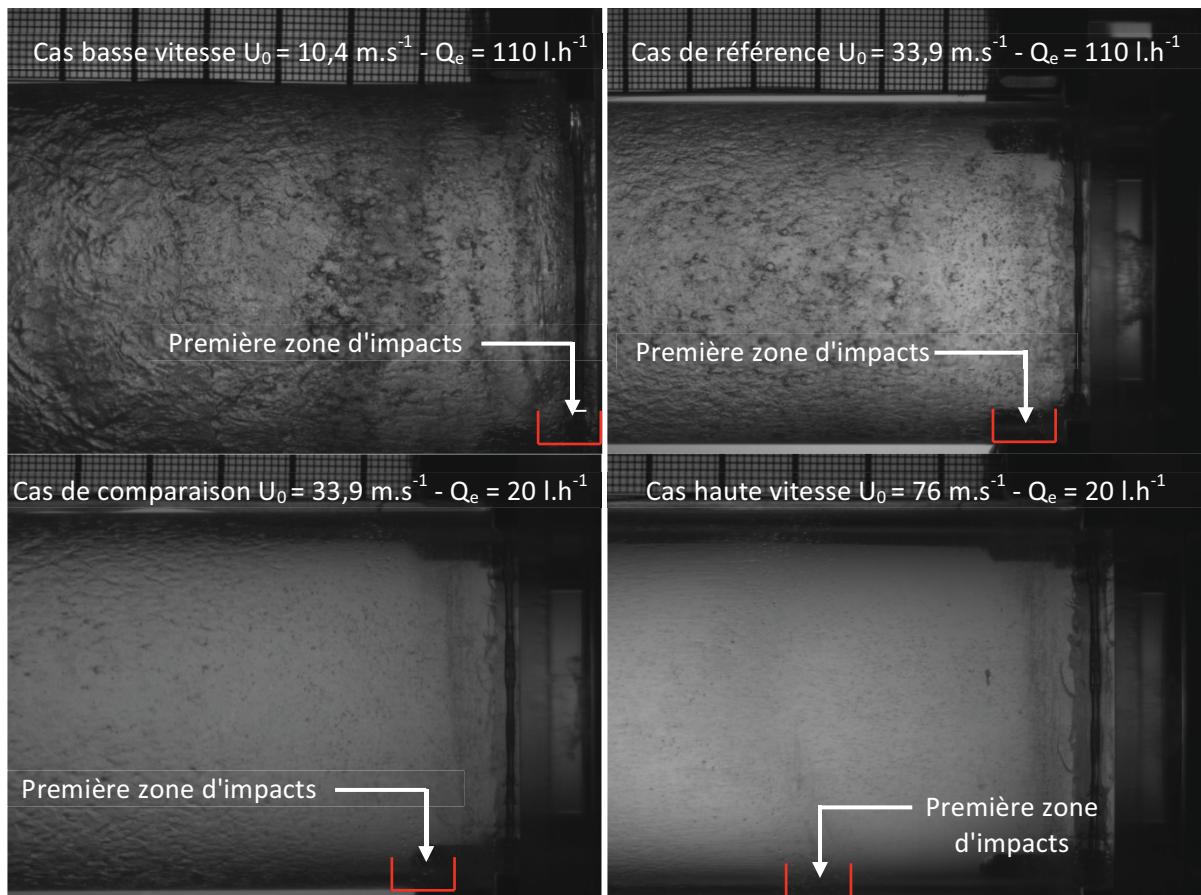


Figure G-2 : Comparaison des zones d'injection issues de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issues de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$

De plus, il peut être remarqué que pour le fort débit liquide, il existe une large zone d'impact sur paroi mouillée à basse vitesse. Toutefois, il existe toujours une phase dispersée au cœur de l'écoulement.

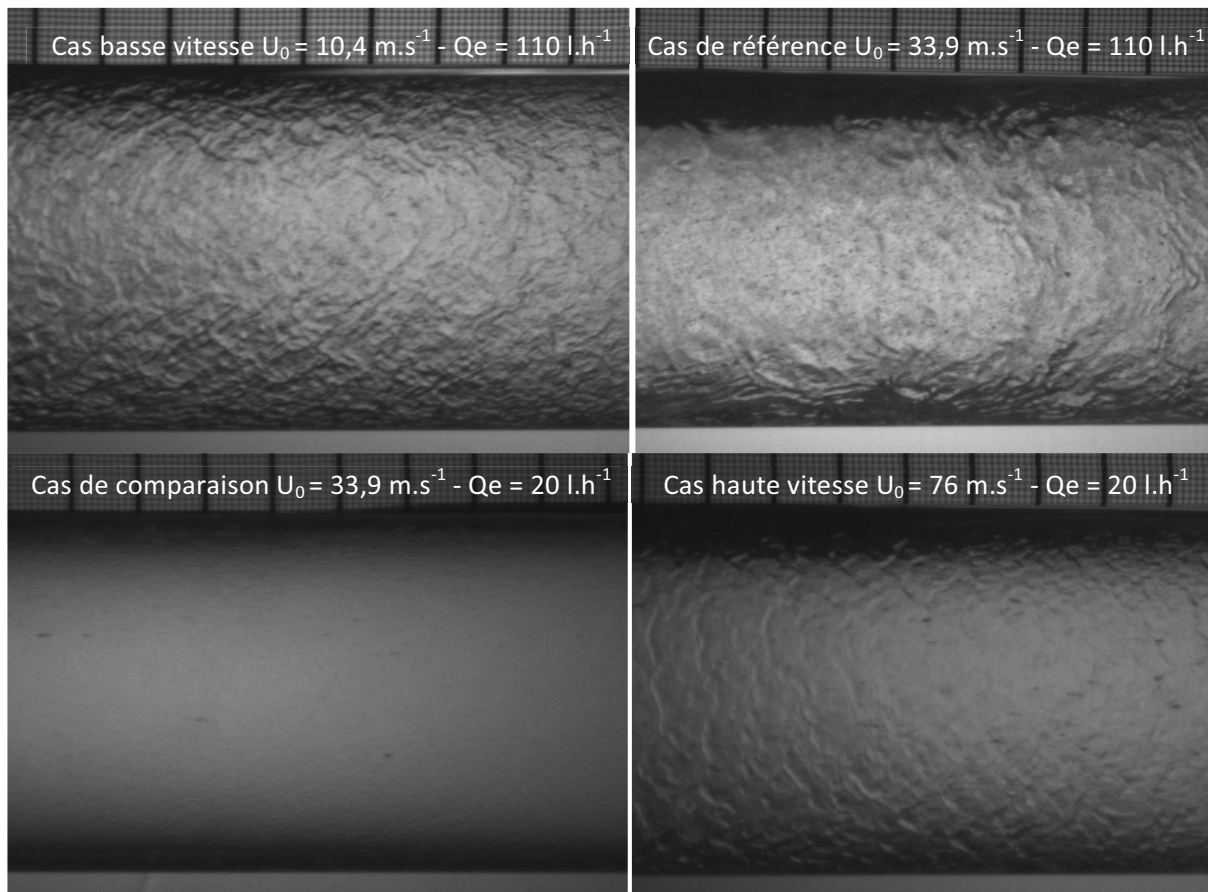


Figure G-3 : Comparaison des milieux de section droite issus de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$

Plus en aval, (Figure G-3), le film pariétal paraît plus épais à basse vitesse. Deux effets peuvent expliquer cette tendance : d'une part, une diminution de la vitesse débitante engendre un cisaillement du gaz plus faible. D'autre part, cette même diminution tend à limiter l'action du gaz sur la trajectoire des gouttes dans la zone d'injection et favorise ainsi l'impact des gouttes en paroi. A haut débit liquide, les instabilités de surface sont bien marquées. A bas débit liquide, les instabilités de surface sont très peu visibles car le film devient très fin. Toutefois, dans ce cas, l'amplitude des vagues augmente avec la vitesse du gaz.

Plus en aval, l'épaisseur du film liquide augmente en partie basse de la conduite. Ceci est très marqué pour le cas à faible vitesse d'air pour lequel la force d'entraînement longitudinal induite par le cisaillement du gaz devient plus faible que la force de gravité. Cet effet de gravité est illustré par la Figure G-4 où l'on observe que le film liquide annulaire n'est pas distribué de façon homogène sur la circonférence et se retrouve essentiellement en fond de conduite.



Figure G-4 : Vue de dessous en aval de la section droite de l'écoulement généré par la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$

Lorsqu'un tel écoulement arrive dans le coude et suit l'écoulement secondaire de gaz, il existe toujours l'écoulement de film sur la paroi intérieure. Par ailleurs, il existe également celui sur la paroi extérieure dû aux impacts issus des trajectoires balistiques des gouttes de la phase dispersée. A basse vitesse, les parois latérales qui étaient très peu alimentées dans le cas de référence sont désormais sans film (Figure G-5). Il peut être remarqué que le ruissellement créé par du liquide issu du film présent sur la paroi extérieure du coude vers la paroi intérieure illustre, telles des lignes de courant surfaciques, le sens de l'écoulement secondaire proche de la paroi. Ainsi, il semble que cet assèchement des parois latérales dans le coude soit dû à la présence de l'écoulement secondaire. Ce phénomène se retrouve dans le cas à faible débit. Ainsi, l'augmentation de la vitesse gaz permet une meilleure distribution du film liquide en entrée de coude et étale mieux le film liquide du rayon extérieur sur les parois latérales du coude. Toutefois, il existe toujours une zone sans film en amont du rayon interne du coude.

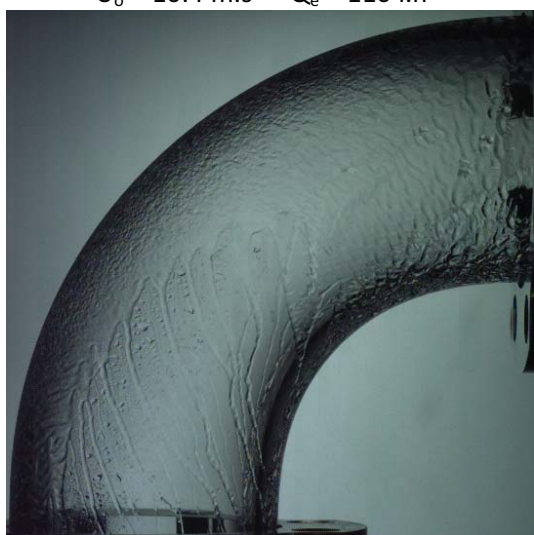
Pour finir, il peut être remarqué qu'il n'existe pas d'atomisation du film en rayon interne du coude à basse vitesse contrairement au cas de référence. En effet, bien que le film liquide en rayon interne du coude soit plus épais, le cisaillement induit par le gaz est trop faible pour arracher une partie du film dans la courbure du rayon interne. Cependant, des surépaisseurs (sans doute à la limite de l'atomisation) suivent le rayon intérieur du coude avec une certaine fréquence.



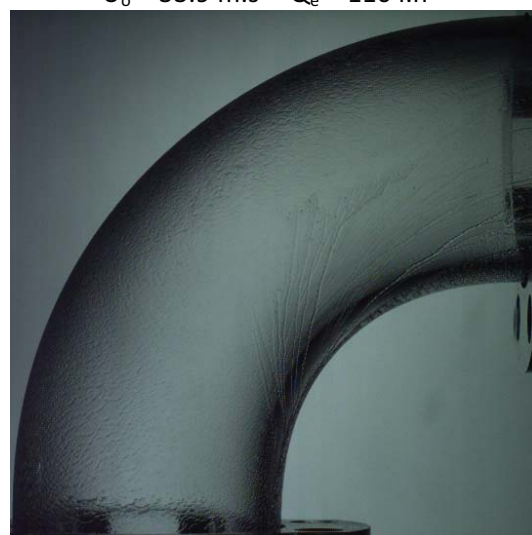
$U_0 = 10.4 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$



$U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$



$U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$

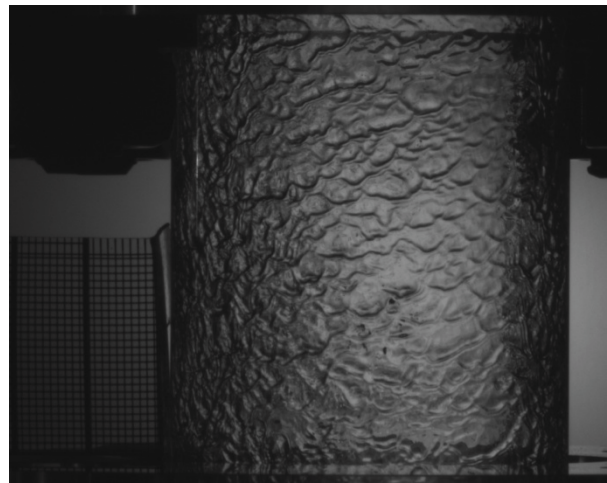


$U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1} - Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$

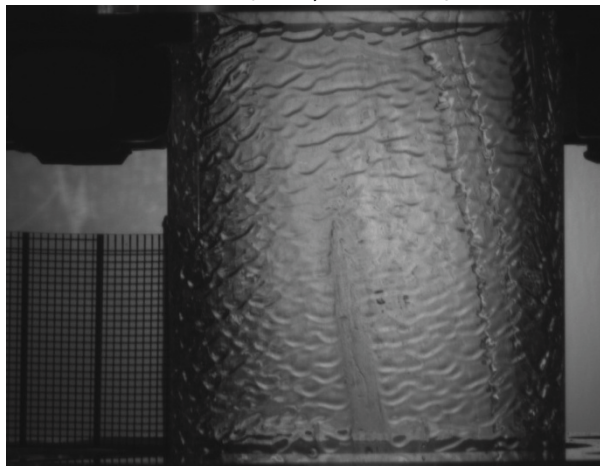
Figure G-5 : Comparaison des écoulements dans le coude issus (partie supérieure) de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus (partie inférieure) de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$



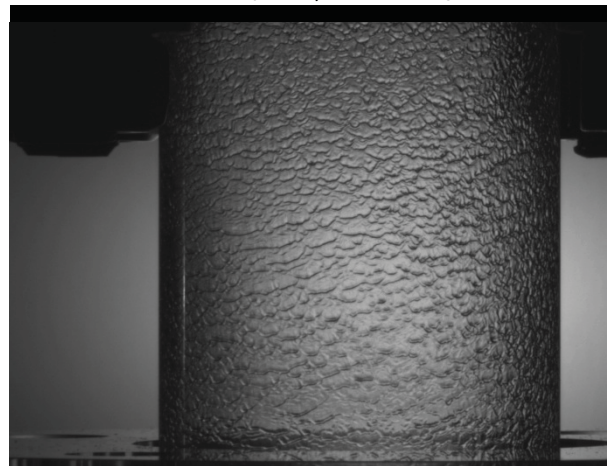
Cas basse vitesse $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$



Cas de référence $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$



Cas de comparaison $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$



Cas haute vitesse $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$

Figure G-6 : Comparaison des écoulements dans la section verticale 2D issus (partie supérieure) de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence) et issus (partie inférieure) de la buse à cône creux TX5 avec $Q_e = 20 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 76 \text{ m.s}^{-1}$

Dans la partie droite de longueur 2D située en sortie du coude, le film liquide existe toujours mais il n'est pas homogène sur la circonférence. En effet, à basse vitesse, il existe deux zones de film liées à la continuité du rayon intérieur et du rayon extérieur du coude. Mais les parois latérales n'ont pas de film. Par ailleurs, il peut être remarqué que, quel que soit le débit liquide injecté, plus la vitesse du gaz est élevée, plus les instabilités de surface sont marquées comme le montre la Figure G-5.

G - 1.2. Analyse détaillée de l'écoulement annulaire dispersé dans la conduite horizontale

Les mesures d'épaisseur réalisées avec la buse TX5 pour une vitesse d'air égale à 76 m.s^{-1} n'ont pas pu être réalisées car les valeurs obtenues étaient trop faibles pour être détectées par le système de mesure. Aussi cette analyse détaillée se limite aux résultats obtenus avec la buse TX26 avec un débit d'eau égal à 110 l.h^{-1} . Elle porte sur l'identification des phénomènes physiques observés en aval de l'injection. Comme montré dans la partie précédente, la conduite peut être séparée en deux parties : une zone dite « à paroi sèche » au voisinage de la buse dans laquelle il existe un écoulement purement dispersé responsable de la formation du film liquide et une autre dite « à paroi mouillée » dans le reste de la conduite horizontale qui est le siège d'un écoulement annulaire dispersé.

G - 1. 2. 1. Caractérisation de l'impact de goutte sur paroi sèche

Le but de ce travail est de déterminer la zone d'impact, d'estimer les débits d'impact sur paroi sèche afin de caractériser la zone de formation de film et de discriminer les phénomènes physiques et paramètres qui jouent un rôle essentiel dans la formation de ce film. Pour faciliter cette analyse, la modélisation simplifiée du comportement des gouttes entre le plan d'injection et la paroi présentée précédemment est utilisée.

G - 1. 2. 1. 1. Obtention des angles de pulvérisation en sortie immédiate de la buse

Comme précédemment, à l'aide de visualisations, les angles en sortie immédiate de la buse sont calculés et présentés dans le Tableau G-2.

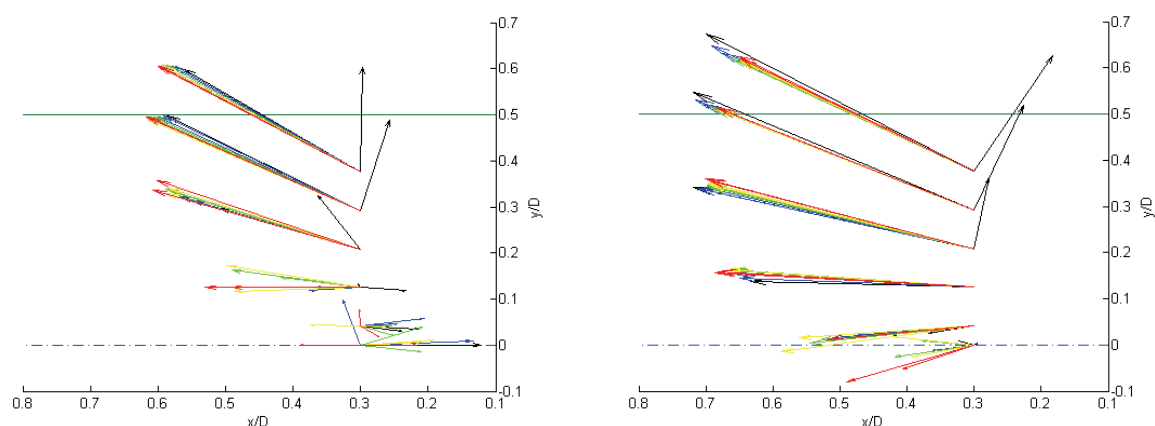
CAS	Débit Liquide (l.h ⁻¹)	Type de buse	Vitesse d'air (m.s ⁻¹)	Angle de cône	
				Minimal	Maximal
1a	110	Cône creux TX26	33.9	71	88
			10.4	74	92

Tableau G-2 : Comparaison des angles de cône d'injection en fonction des différentes vitesses d'écoulement de gaz

Quelle que soit la vitesse, des angles de pulvérisation identiques sont retrouvés. Néanmoins comme il a été montré dans l'analyse qualitative, il est clair que les trajectoires sont affectées par le confinement. C'est pourquoi, afin de déterminer la position de la zone d'impact des gouttes et de la création du film en paroi, le post-traitement présenté à la section F - 2 est utilisé. Tout le détail ainsi que les tableaux de valeurs associés sont présentés en Annexe 1. Seuls les résultats sont exposés dans la section suivante.

G - 1. 2. 1. 2. Obtention des angles de pulvérisation par classes de gouttes à 15 mm de la buse d'injection

A partir des mesures de granulométrie, les mesures sont de nouvelles réparties sur des couronnes. En restant dans le plan médian de la conduite (Oxz), les mesures permettent de déterminer le sens, la direction et la vitesse des gouttes aux points de mesure (Figure G-7).



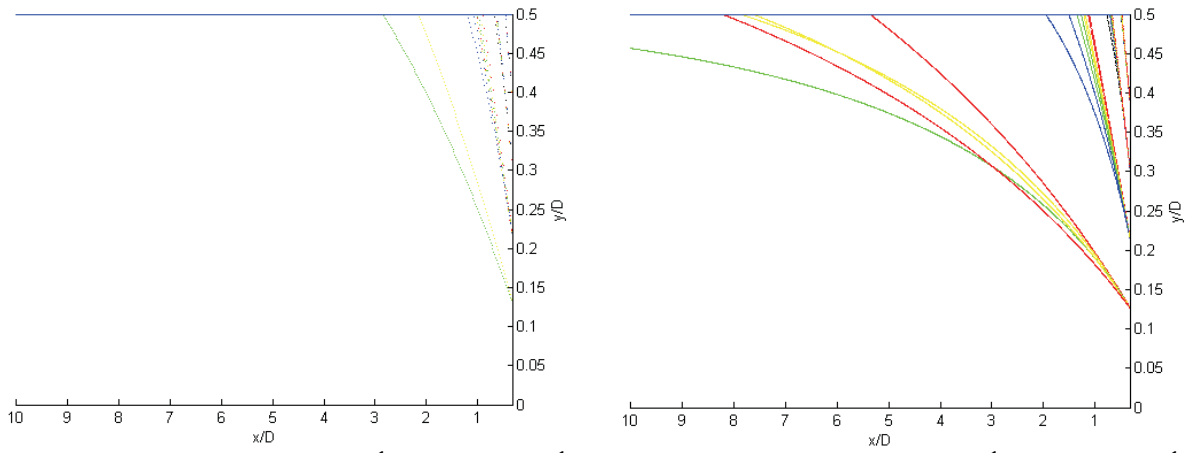
Cas basse vitesse $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

Cas de référence $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

Figure G-7 : Comparaison à $10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ des vecteurs vitesse et des angles associés à la caractérisation granulométrique de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$

Cette comparaison illustre qu'à basse vitesse, la zone de recirculation est plus accentuée.

Pour la configuration à faible vitesse, le nombre de Weber calculé pour les différentes classes de gouttes aux différents points de mesure dans chacune des couronnes reste inférieur au Weber critique d'atomisation ($We_{crit}=12$). Ainsi le calcul des trajectoires est fait à partir des vitesses et des tailles mesurées en chaque point. Les trajectoires qui impactent la paroi sont tracées ci-dessous.



Cas basse vitesse $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

Cas de référence $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

Figure G-8 : Comparaison à $10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ des trajectoires impactantes de gouttes issues de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$

La Figure G-8 montre que la vitesse de l'air modifie ces trajectoires, du moins celles des petites gouttes. En plaçant les différents paramètres calculés sur diagramme $\log K = f(T^*)$, le régime d'interaction gouttes paroi à basse vitesse est toujours de type « dépôt ».

Lorsque 10 classes de vitesse radiale sont considérées, les simulations réalisées pour le cas à $10,4 \text{ m.s}^{-1}$ indiquent que les premiers impacts sont situés en moyenne à la position à $x_{10,4_Calcul} = 0,41 \text{ D}$ en utilisant les profils de vitesse et de taille mesurés à 15 mm du point d'injection. Contrairement au cas de référence pour lequel cette position est proche de celle obtenue expérimentalement ($x_{33,9_calcul}=0,40 \text{ D}$ et $x_{mesure_33,9}=0,38 \text{ D}$), le calcul surestime cette position ($x_{mesure_10,4}=0,2 \text{ D}$). Il semble donc que le modèle soit moins satisfaisant à basse vitesse.

La courbe du débit impactant cumulé obtenue pour 10 classes de vitesses radiales est présentée ci-dessous.

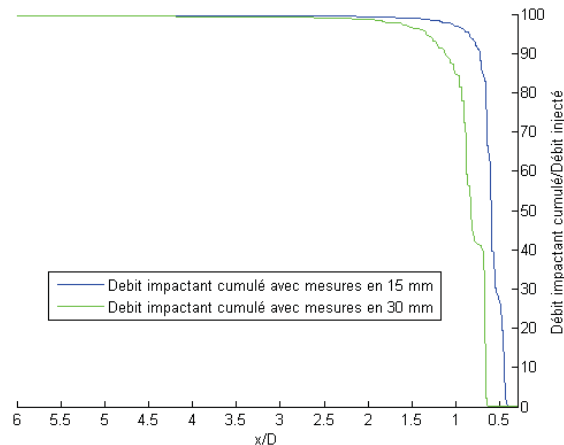


Figure G-9 : Comparaison des débits d'impacts cumulés obtenu avec les mesures effectuées à 15 mm et 30 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=10,4 \text{ m.s}^{-1}$

Y compris à basse vitesse, le débit impactant cumulé atteint le débit injecté. Et cette valeur est confirmée par les données obtenues avec les mesures à 30 mm. Cette valeur est bien supérieure aux débits de film mesurés expérimentalement comme le montre la Figure G-9.

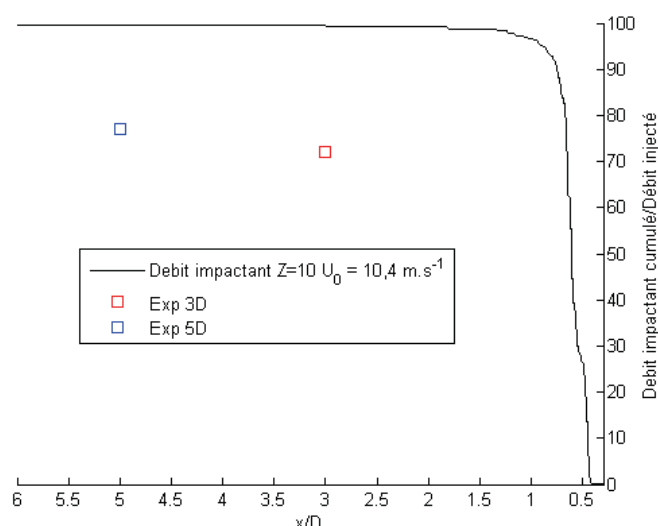


Figure G-10 : Débit d'impacts cumulé avec les résultats expérimentaux à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Lorsque seuls les résultats expérimentaux sont comparés (voir Tableau G-3), il est remarquable que les débits de film liquide soient sensiblement identiques pour les deux vitesses. Ceci est confirmé par le modèle simplifié qui tend vers la même valeur dans les deux cas.

Buse TX26 $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$		3D	5D
Influence de la vitesse $U_0 (\text{m.s}^{-1})$	10,4	78,7 (l.h^{-1}) soit 71,5 %	85 (l.h^{-1}) soit 77,3 %
	33,9	82,1 (l.h^{-1}) soit 74,6 %	85,2 (l.h^{-1}) soit 77,5 %

Tableau G-3 : Comparaison à $10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ des mesures expérimentales de débit de film liquide en $x = 3D$ et $x = 5D$ pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$

Ce résultat est intéressant, mais il est rappelé que la mesure de débit est une mesure globale sur toute la section et non pas locale. De plus, le débit peut être interprété à partir de la vitesse du film et de son épaisseur. En effet, d'après la littérature (voir section B - 3. 2) la vitesse du gaz conditionne le cisaillement à l'interface gaz-liquide et ceci influe sur la vitesse de l'écoulement de film liquide. Ainsi, avant de pouvoir interpréter un tel résultat, il est nécessaire de comparer les épaisseurs de film liquide.

A basse vitesse, les mesures d'épaisseurs réalisées en $x=3D$ montrent un film de l'ordre de $150 \mu\text{m}$ sur toute la périphérie, excepté en partie basse de la conduite (Figure G-11) où il atteint une épaisseur de $2,2 \text{ mm}$. Ceci confirme les observations faites à partir des visualisations. Ainsi, l'influence de la gravité devient ici prédominante. Hormis cette position particulière, le substrat représente environ entre la moitié et les deux tiers de l'épaisseur et l'amplitude des vagues est du même ordre que l'épaisseur moyenne du film.

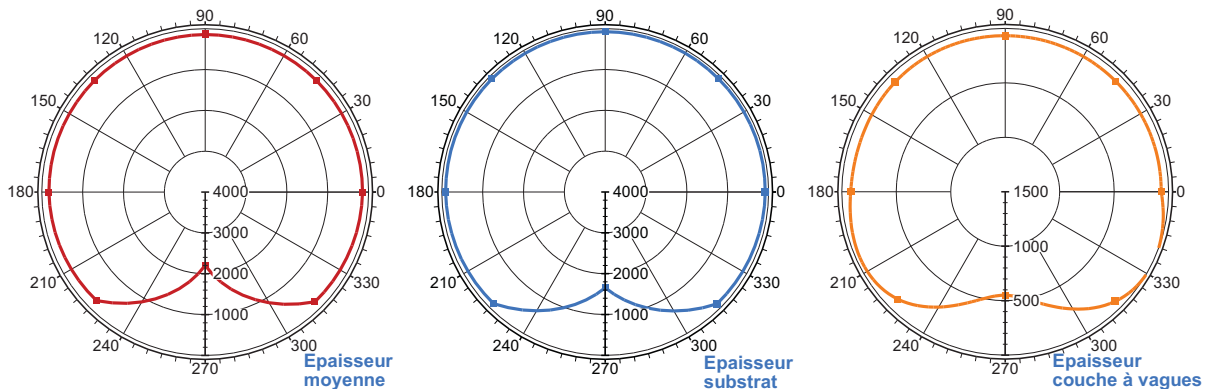


Figure G-11 : Évolution azimuthale de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $x = 3D$ – Buse TX26 – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o=10.4 \text{ m.s}^{-1}$

L'examen des résultats obtenus entre $x = 3D$ et $x = 5D$ montre que l'effet de la gravité renforce les tendances observées dans la première section de mesure. Ainsi l'épaisseur du film augmente en partie basse et diminue ailleurs (Figure G-12). Il faut également noter que pour les positions angulaires égales à 0° et 45° , le film devient trop fin pour être mesuré.

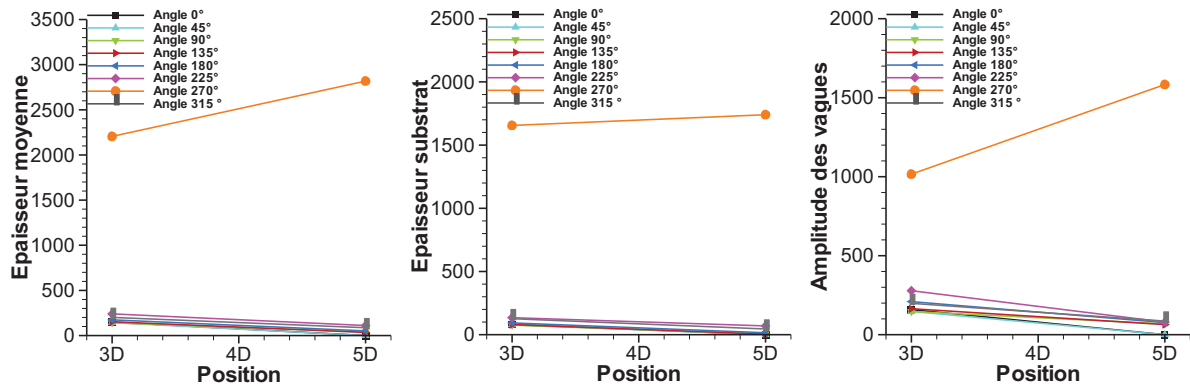


Figure G-12 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues, paramétrée par la position azimuthale – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$

Les comparaisons entre les résultats obtenus pour les deux vitesses d'air tracées sur la Figure G-13 indiquent une nette influence de la vitesse d'entraînement sur la morphologie du film.

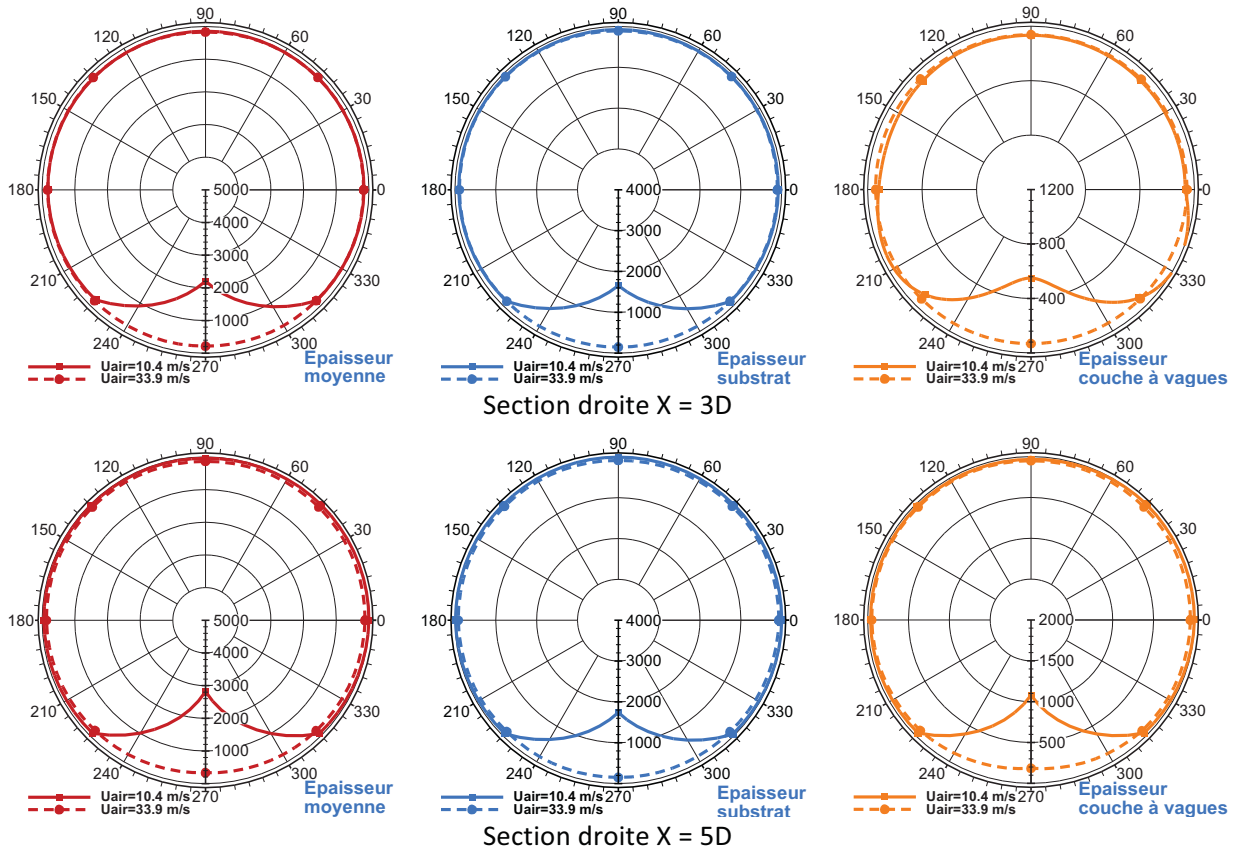


Figure G-13 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ – Effet de la vitesse d'entraînement $U_o = 10.4 \text{ et } 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

En divisant par trois la vitesse de l'air, l'effet de cisaillement devient plus négligeable devant les effets de gravité et le film n'est plus axisymétrique à 3D. Une inhomogénéité encore plus importante est obtenue à 5D. Pour quantifier la part respective de chacune de ces deux forces, il est possible de calculer un nombre adimensionnel représentant leur rapport. Si l'on considère une fraction angulaire $d\theta$ de film de longueur dx et d'épaisseur δ :

- la force de gravité s'écrit :

$$F_g = \rho_l \cdot g \cdot \delta \cdot R \cdot d\theta \cdot dx \quad (\text{G-1})$$

- La force de cisaillement exercée sur cet élément est elle égale à :

$$F_c = (\tau_i - \tau_p) \cdot R \cdot d\theta \cdot dx \quad (\text{G-2})$$

- L'équation de bilan pour un film annulaire s'écrivant :

$$\tau_i \pi \cdot (D - \delta) \cdot dx - \tau_p \pi \cdot D \cdot dx + (P_1 - P_2) \pi \cdot D \cdot \delta = 0, \quad \text{pour le liquide} \quad (\text{G-3})$$

et

$$\frac{(P_1 - P_2) \pi \cdot (D - \delta)^2}{4} - \tau_i \pi \cdot (D - \delta) \cdot dx = 0, \quad \text{pour le gaz} \quad (\text{G-4})$$

Il est possible d'écrire en première approximation ($\delta \ll D$) :

$$(\tau_i - \tau_p) = \frac{4 \cdot \delta \cdot \tau_i}{D} \text{ et } \tau_i \approx \tau_p \quad (\text{G-5})$$

Ainsi :

$$\frac{F_g}{F_c} = \frac{\rho_l \cdot g \cdot D}{4 \cdot \tau_i} \approx \frac{\rho_l \cdot g \cdot D}{4 \cdot \tau_w} \quad (\text{G-6})$$

où τ_w représente la contrainte de cisaillement pariétale en absence de film défini par la relation de Blasius (B-7). Dans les cas présents, ce rapport est de l'ordre 320 pour le cas à faible vitesse et de 40 pour le cas à forte vitesse.

G - 1. 2. 1. Caractérisation de l'évolution de la phase dispersée le long de la conduite

La Figure G-14 présente les résultats de granulométrie (Vitesses et Diamètre moyen de Sauter) réalisée à 8 mm de la sortie de la conduite horizontale.

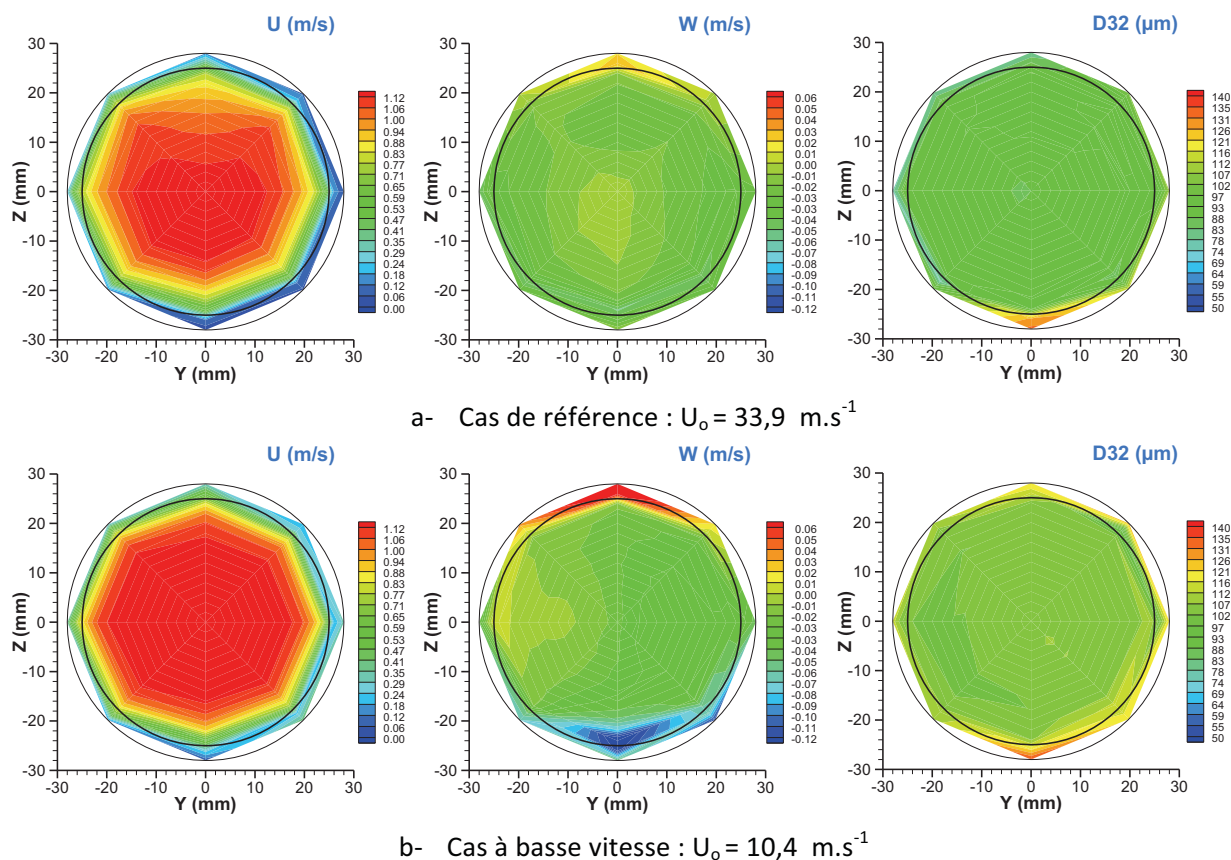


Figure G-14 : Comparaison pour les deux vitesses de gaz $U_0 = 10.4$ et 33.9 m.s^{-1} des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – 8 mm en aval de sortie de section droite de conduite

En sortie de conduite rectiligne horizontale, l'analyse des résultats de l'écoulement à basse vitesse (la Figure G-14 et la Figure G-15) conduit aux conclusions suivantes :

- La répartition des vitesses longitudinales est symétrique par rapport au plan médian vertical, et la dissymétrie par rapport au plan médian horizontal est atténuée. En effet, l'écart de vitesse dans la partie supérieure, du à la canne d'injection, est quasiment absent. Si les profils de vitesse longitudinale obtenus sont comparés avec un profil correspondant à un écoulement monophasique turbulent établi en conduite (Laufer (1953)), il est noté que les gouttes ont atteint la vitesse du gaz.
- La composante transverse verticale W est nulle hormis près des parois inférieures et supérieures. Ceci est dû à la présence de faibles vitesses radiales à proximité du film.
- Le diamètre D_{32} est homogène dans la section de sortie et est légèrement plus élevé qu'à haute vitesse : 100 μm contre 90 μm à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$.

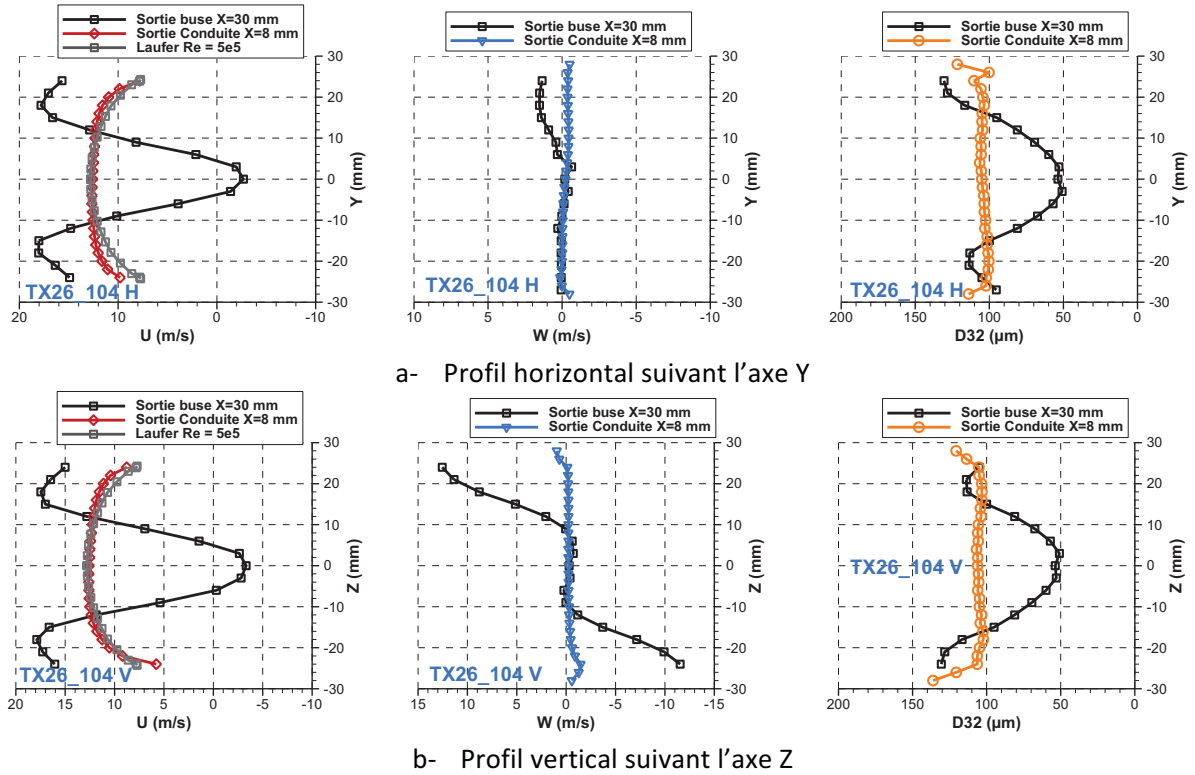


Figure G-15 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} dans la conduite rectiligne horizontale – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$

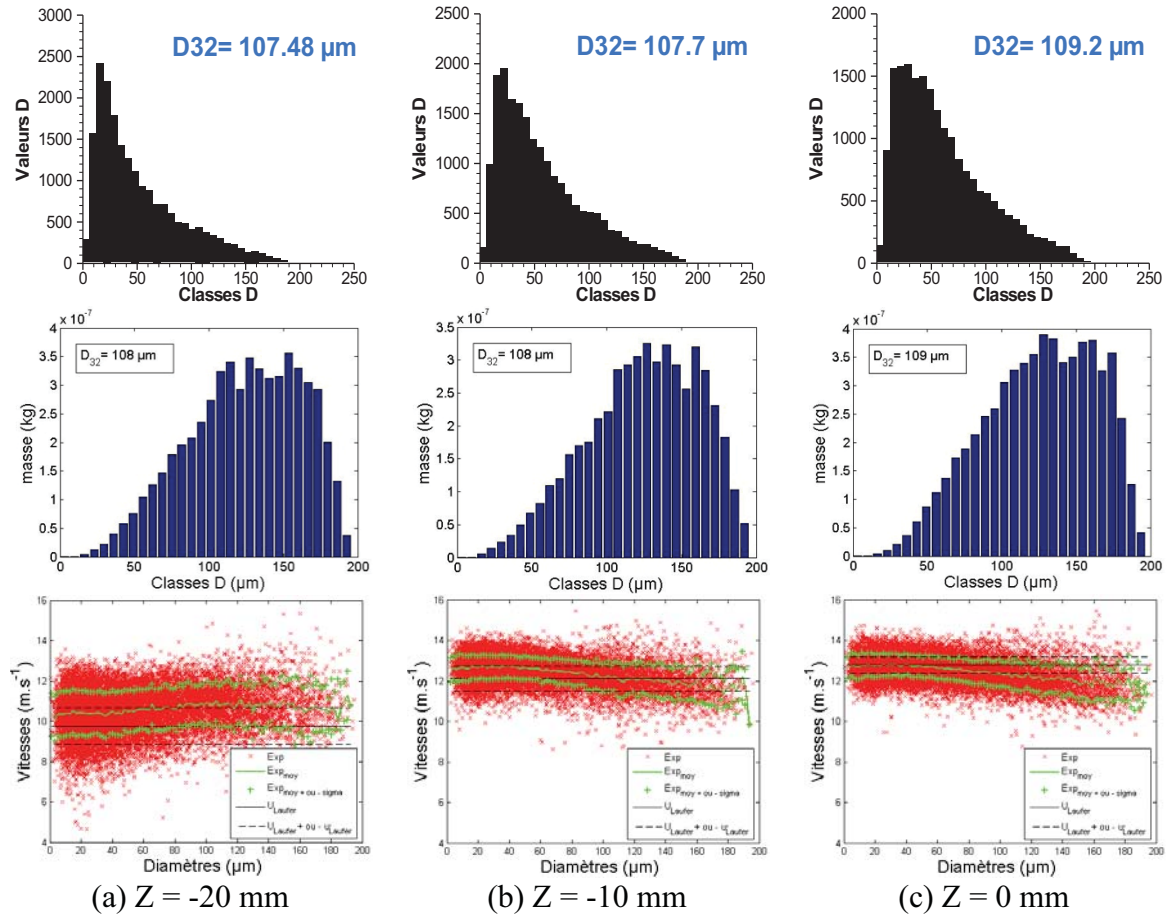


Figure G-16 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de section droite – Axe Z – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$

Contrairement au cas de référence, les gouttes sont injectées à une vitesse supérieure à celle du gaz. Ainsi, les gouttes ont ralenti pour atteindre la vitesse du gaz. Sur la Figure G-16, il peut être noté que quelle que soit la position radiale, les distributions en taille sont identiques. Sur les représentations taille/vitesse, il est observé que l'écart type en vitesse augmente en se rapprochant de la paroi mais que celui-ci reste indépendant de la taille des gouttes. Ce résultat est différent de celui observé dans le cas de référence pour lequel l'écart type diminuait lorsque la taille des gouttes augmentait. Par ailleurs, il est observé que les petites gouttes au cœur de la conduite sont exactement à la vitesse du gaz et l'écart type correspond très bien avec les fluctuations de vitesse u' . En revanche, en se rapprochant de la paroi, il est observé que la vitesse des gouttes est légèrement plus grande que celle du gaz obtenue par Laufer (1953). Toutefois les fluctuations de vitesses sont respectées.

G - 1. 3. Évolution d'un écoulement annulaire dispersé au travers d'un coude

G - 1. 3. 1. Caractérisation de la dynamique du film en paroi

Les tendances observées à partir des visualisations sont confirmées par les mesures de débit de film en sortie du coude. Ainsi, à faible vitesse d'air, le débit de film qui s'atomise à l'intérieur du coude est largement inférieur au débit issu de l'impact des gouttes sur sa partie extérieure. Ce résultat est opposé au cas de référence. Ceci se traduit par **une augmentation du débit de film mesurée qui passe de 85 l.h⁻¹ (soit 77 % du débit injecté par la buse) avant le coude, à 103 l.h⁻¹ (soit 93,5% du débit injecté par la buse) après le coude**. Ainsi la quasi totalité du débit liquide injecté se retrouve en sortie de coude.

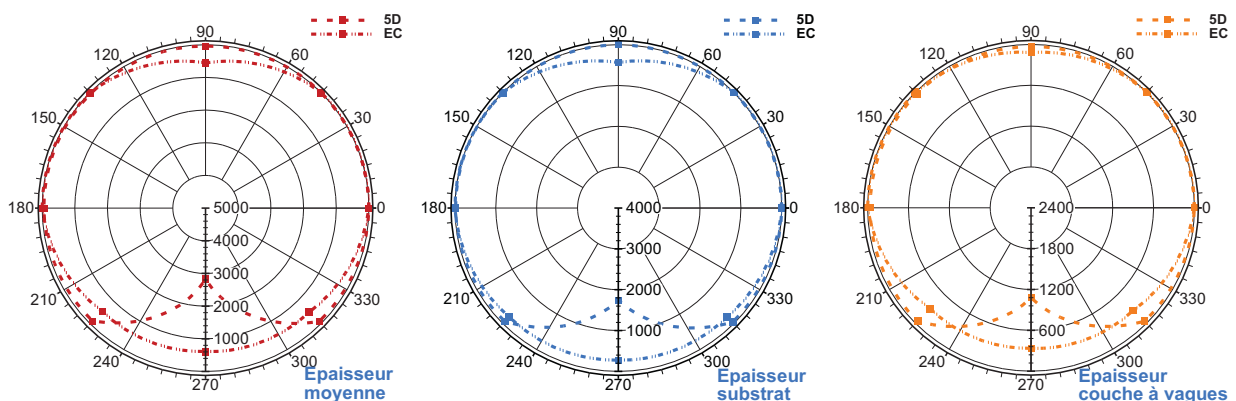


Figure G-17 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 5D et entre les deux coudes (EC)
Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$

Les distributions azimuthales d'épaisseur de film mesurées avant et après le coude (Figure G-17), montrent que le pic observé en entrée du coude (2,8 mm, à 5D de l'injecteur) lié à une accumulation de liquide, s'étale sur la paroi intérieure du coude. Le maximum obtenu dans cette zone n'est plus que de 600 μm . Sur les parois latérales, la présence de zones de paroi sèches détectées lors des visualisations est confirmée par les mesures d'épaisseur réalisées en sortie du coude. Sur la partie externe du coude, une surépaisseur atteignant 600 μm apparaît du fait de l'impact des gouttes dans cette zone.

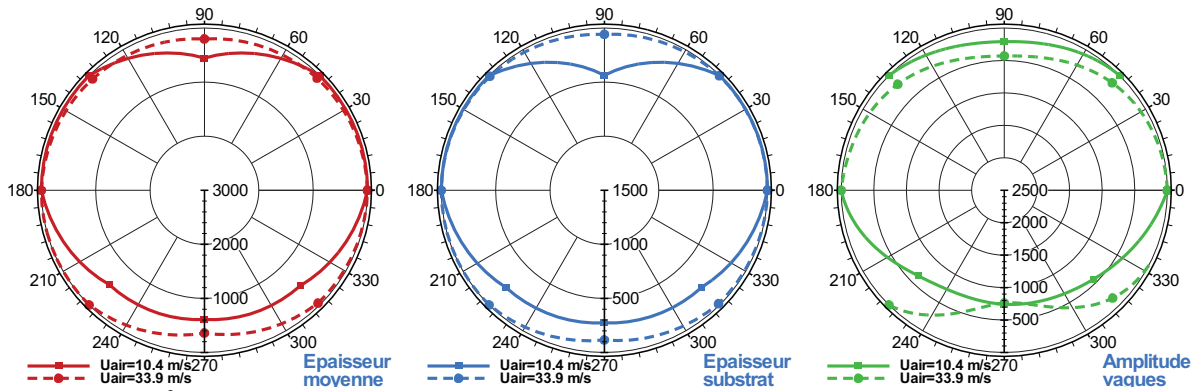


Figure G-18 : Évolution en sortie de coude de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – Effet de la vitesse d'entraînement $U_o = 10.4$ et 33.9 m.s^{-1}

Sur la Figure G-23, il est possible de noter que, qualitativement les distributions obtenues pour les deux vitesses d'air sont similaires. Cependant, dans le cas à basse vitesse les épaisseurs obtenues restent plus grandes. Ainsi, la présence d'une surépaisseur sur la partie externe du coude à basse vitesse, n'apparaît pas à haute vitesse. Ceci peut s'expliquer par la faiblesse des forces de cisaillement liées en particulier à l'écoulement secondaire. En effet comme il a été montré lors de l'analyse du cas de référence, les deux tourbillons contrarotatifs engendrés par le coude tendent à étaler le film présent à l'intérieur et l'extérieur du coude, de part et d'autre du plan de symétrie. A faible vitesse, le cisaillement dû à ces tourbillons étant plus faible, l'effet de gravité l'emporte et le débit liquide reste concentré dans le plan de symétrie.

G - 1. 3. 2. Caractérisation de la phase dispersé en sortie de coude

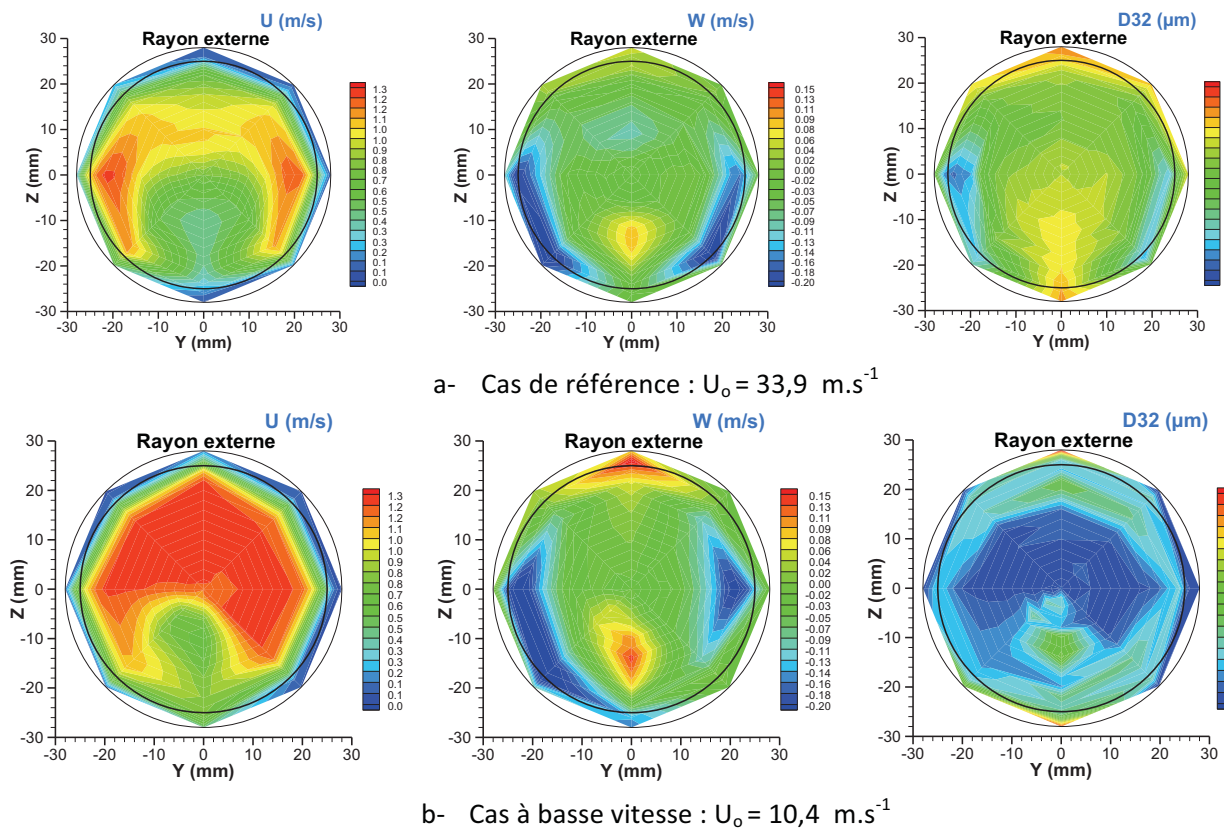
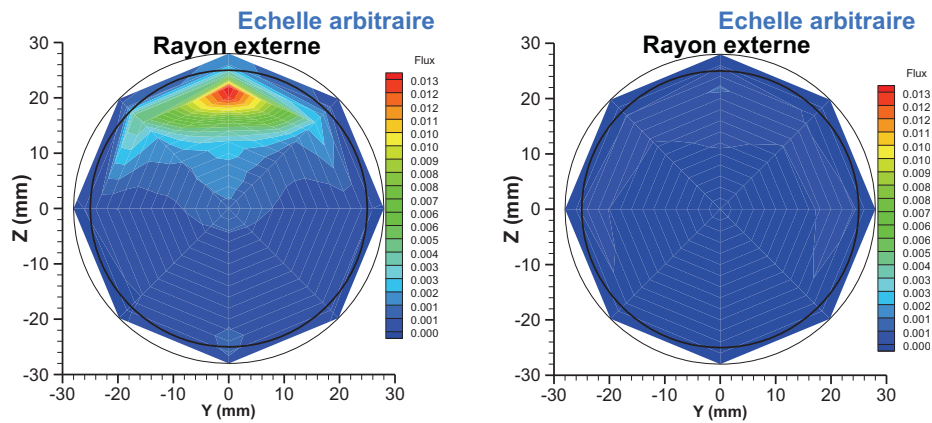


Figure G-19 : Comparaison pour les deux vitesses de gaz $U_o = 10.4$ et 33.9 m.s^{-1} des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – 8 mm en aval de sortie du coude

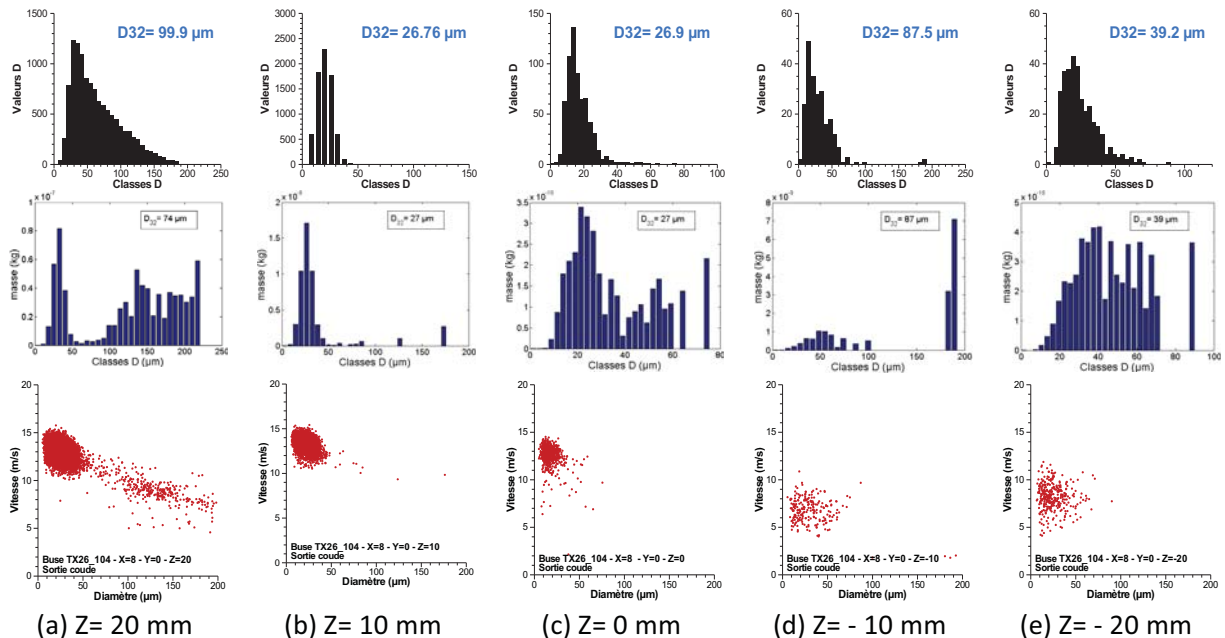
Comme le montre la Figure G-19 à gauche, une diminution de la vitesse de l'air entraîne une augmentation de la zone à haute vitesse. Ceci peut être relié à la figure de droite qui montre qu'en parallèle cette diminution de la vitesse entraîne une forte diminution de la taille des gouttes due très certainement à un dépôt important des grosses gouttes sur la paroi externe du coude. Ainsi, les gouttes restantes de petite taille vont mieux suivre l'écoulement aérodynamique. Cette diminution du débit de gouttes est très nette sur la Figure G-20. Néanmoins, cette structure est responsable de l'écoulement transversal qui est négatif à proximité des parois latérales et positif dans le plan de symétrie (Figure G-19 – au centre). Par ailleurs, l'atomisation du liquide en rayon interne est quasiment nulle (Figure G-20), et aucune apparition de grosses gouttes n'est observée à proximité de la paroi intérieure du coude.



a- Cas de référence ($33,9 \text{ m.s}^{-1}$)

b- Cas basse vitesse ($10,4 \text{ m.s}^{-1}$)

Figure G-20 : Comparaison pour deux vitesses gaz ($U_o = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $33,9 \text{ m.s}^{-1}$) des flux volumiques suivant l'axe Y et l'axe Z – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$



(a) Z= 20 mm

(b) Z= 10 mm

(c) Z= 0 mm

(d) Z= - 10 mm

(e) Z= - 20 mm

Figure G-21 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de coude – Axe Z – Buse TX26 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$

Ces histogrammes sont à l'image des flux surfaciques. En effet, étant donné qu'il y a très peu de liquide atomisé et que seules les petites gouttes suivent l'écoulement dans le coude :

- Les D_{32} sont faibles,
- Les histogrammes en nombre détectent des petites gouttes [$10\ \mu\text{m}$; $60\ \mu\text{m}$],
- et Les histogrammes en masse (en volume) indique des ordres de grandeurs de [10^{-10} ; 10^{-9}] contre [10^{-8} ; 10^{-7}] pour le cas de référence.

Seuls les histogrammes de la zone proche de la paroi extérieure sont différents car ils traduisent l'effet marginal de phénomènes d'impacts et d'arrachement sur le film situé en rayon externe qui produit des gouttes de tailles diverses.

G - 1. 4. Conclusions sur l'influence de la vitesse sur l'écoulement annulaire dispersé

L'étude de l'influence de la vitesse a clairement mis en évidence un effet de confinement à l'injection et une influence du taux d'entraînement dans la zone à paroi mouillée. En effet, en diminuant la vitesse, le taux d'entraînement devient plus faible. Ceci a pour conséquence

- d'une part, d'accentuer l'effet de la gravité et entraîne une distribution inhomogène du film liquide dans la conduite.
- d'autre part, de réduire le taux d'atomisation du film dans la singularité, tout en étalant le film dans le coude, ce qui entraîne une distribution plus homogène du film en sortie de coude.

G - 2. Influence du type de brouillard

G - 2. 1. Description globale de l'écoulement dans la maquette

G - 2. 1. 1. Analyse qualitative du comportement de la phase liquide

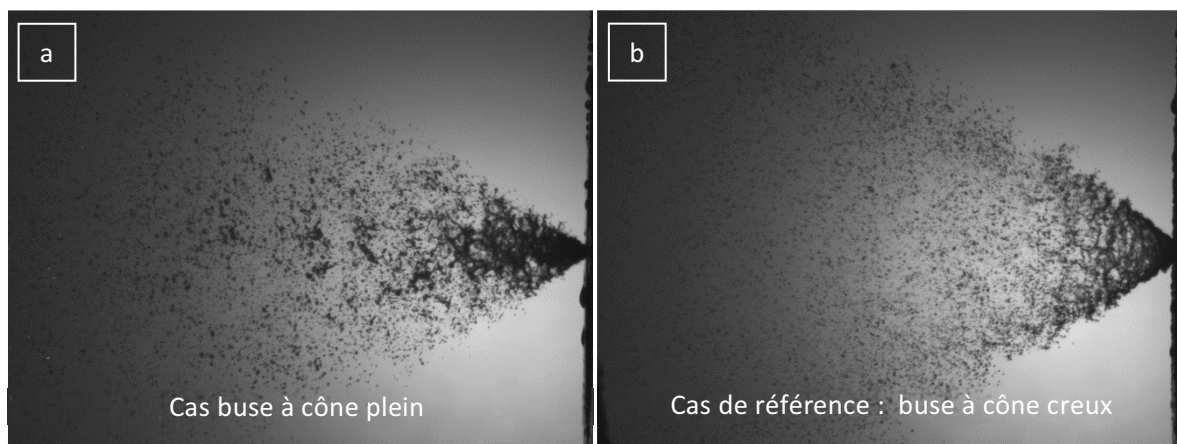


Figure G-22 : Comparaison de panaches de pulvérisation issus de la buse à cône creux TX26 (référence) et de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110\ \text{l.h}^{-1}$ et $U_0 = 10,4\ \text{m.s}^{-1}$

Comme le montre la Figure G-1, le liquide est toujours pulvérisé sous la forme d'un cône dans un écoulement de gaz. Cependant, l'angle du brouillard généré est plus petit et davantage de paquets de gouttes sont transportés au cœur du cône plein. Comme le montre la Figure G-2, il semble également qu'il y ait moins d'impacts avec la buse à cône plein. Les premiers impacts, pour la buse à cône plein, se situent à $x = 0,46\ D$ alors que pour la buse à cône creux, ils se situent à $x = 0,38\ D$ ce qui se justifie par un angle de pulvérisation plus petit.

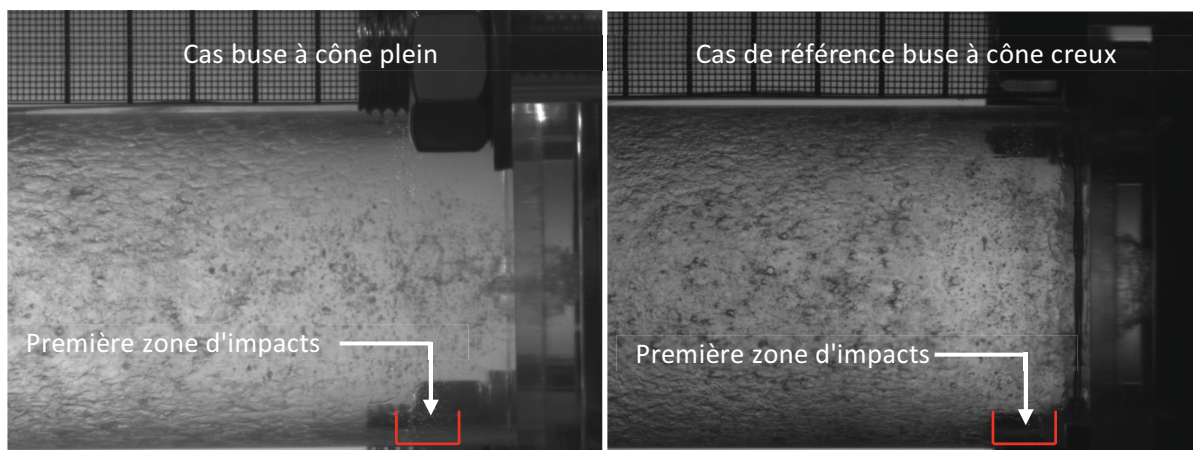


Figure G-23 : Comparaison des zones d'injection issues de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

De plus, pour le cas de la buse à cône plein, il existe davantage d'impact sur paroi mouillée (en milieu de section droite 6D) qu'avec la buse à cône creux comme le montre la Figure G-24 et la Figure G-25.

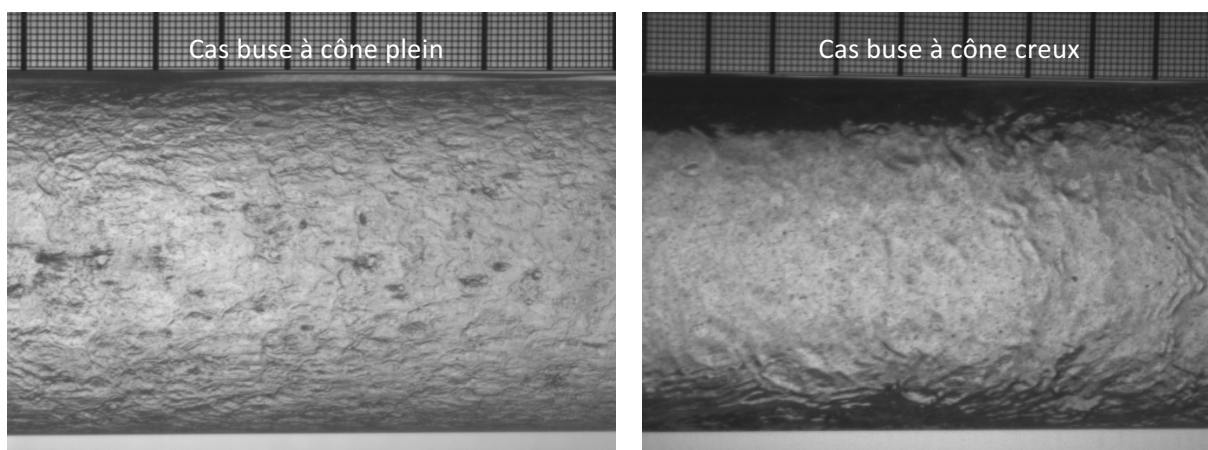


Figure G-24 : Comparaison des visualisations des milieux de section droite (position 6) issus de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

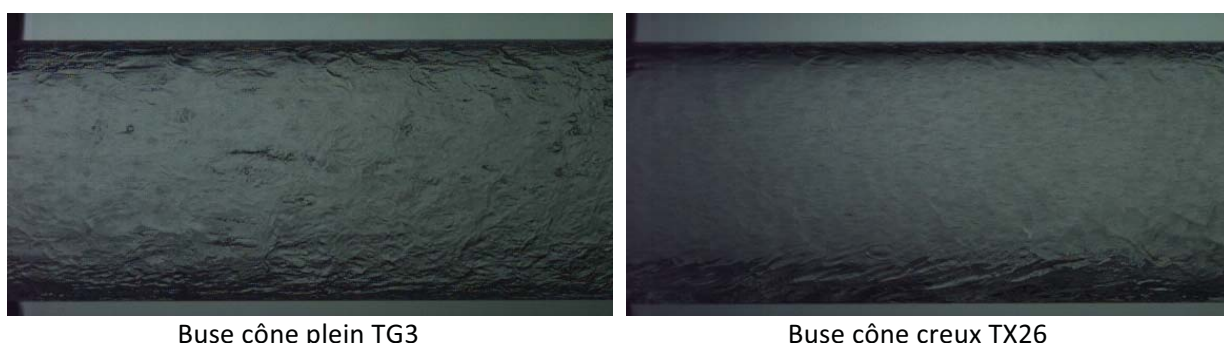
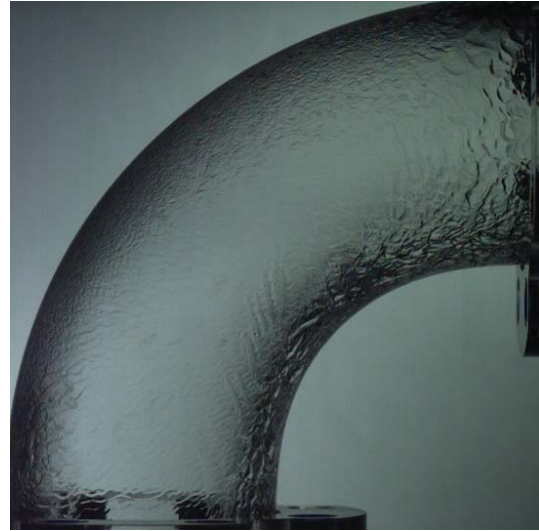


Figure G-25 : Comparaison des visualisations haute cadence en fin de section droite (position 12) issus de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Le type de buse utilisé, cône plein ou creux, a une influence importante sur le régime de film. En effet, dans le cas de la buse creuse TX26, en aval du tronçon de longueur 6D, les instabilités de surface sont surtout concentrées en partie basse de conduite, avec beaucoup moins de traces d'impacts de gouttes.



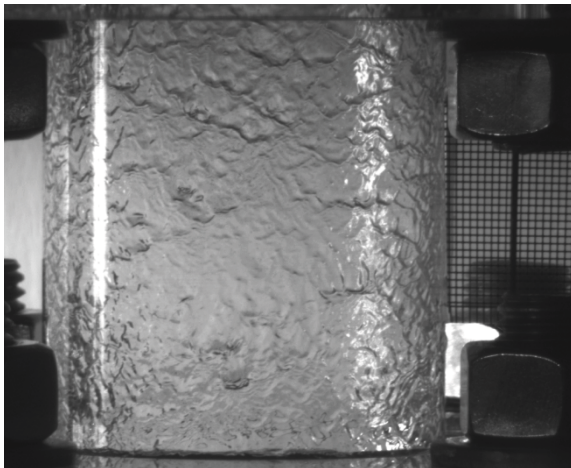
Buse à cône plein



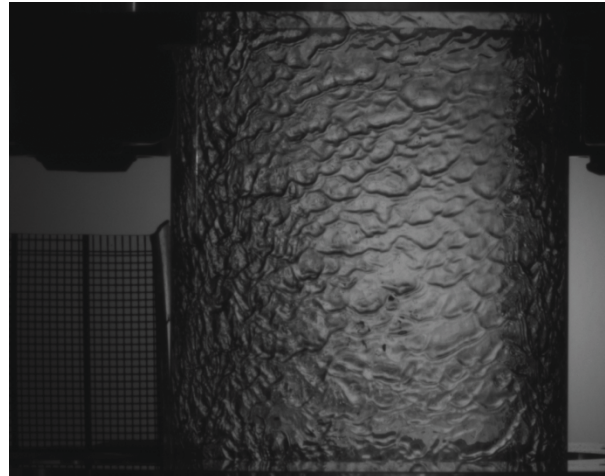
Buse à cône creux

Figure G-26 : Comparaison des écoulements dans le coude issus de la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 (référence) avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Lorsqu'un tel écoulement arrive dans le coude et suit l'écoulement secondaire de gaz, il existe toujours les deux types d'écoulement de film : celui sur la paroi intérieure et celui sur la paroi extérieure. Mais les impacts issus des trajectoires balistiques des gouttes de la phase dispersée sont beaucoup plus nombreux dans le cas de la buse à cône plein. Les parois latérales sont comme dans le cas de référence très peu alimentées comme le montre la Figure G-26. Malgré que l'écoulement secondaire ramène le film liquide annulaire vers la paroi intérieure, il existe de petites zones non alimentées sans doute à cause d'un débit de film légèrement plus faible que dans le cas de référence. Pour finir, il peut être remarqué qu'il existe, comme dans le cas de référence, une atomisation du film en rayon interne du coude. En effet, l'épaisseur de film en rayon interne ainsi que l'écoulement secondaire dans le coude suffisent à atomiser le liquide dans le coude.



Cas buse à cône plein



Cas de référence buse à cône creux

Figure G-27 : Comparaison des écoulements dans la section verticale 2D issus (partie supérieure) de la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ pour les vitesses $U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ (référence)

Dans la partie droite de longueur 2D située en sortie du coude, le film liquide est toujours présent. Mais le film issu du rayon externe semble plus épais dans le cas de la buse à cône plein. En dehors de cette région, l'écoulement de film en sortie de coude est similaire au cas de référence avec des instabilités de surface bien marquées comme le montre la Figure G-27.

G - 2. 2. Analyse détaillée de l'écoulement annulaire dispersé dans la conduite horizontale

G - 2. 2. 1. Caractérisation de l'impact de goutte sur paroi sèche

G - 2. 2. 1. 1. Obtention des angles de pulvérisation en sortie immédiate de la buse

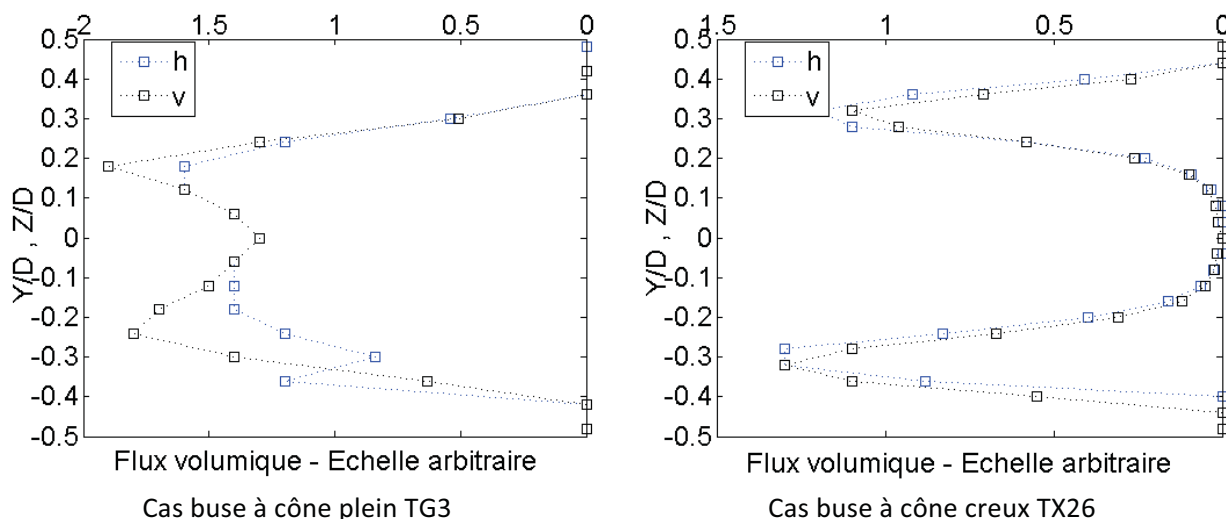
Comme précédemment, à l'aide de visualisation, les angles en sortie immédiate de la buse sont calculés et présentés dans le Tableau G-2.

CAS	Débit Liquide (l.h ⁻¹)	Type de buse	Vitesse d'air (m.s ⁻¹)	Angle de cône	
				Minimal	Maximal
1a	110	Cône creux TX26	33.9	71	88
1a	110	Cône plein TG3	33.9	56	81

Tableau G-4 : Comparaison des angles de cône d'injection en fonction du type de brouillard généré – cône creux TX26 (Référence) et cône plein TG3

Ces résultats confirment les résultats obtenus par visualisation, à savoir que la buse à cône plein possède un angle de cône plus petit que la buse à cône creux. Le modèle simplifié est de nouveau appliqué sur la configuration liée au cône plein. De même que précédemment, le détail ainsi que les tableaux de valeurs associés sont présentés en Annexe 1 . Seuls les résultats sont exposés dans la section suivante.

G - 2. 2. 1. 2. Obtention des angles de pulvérisation par classes de gouttes à 15 mm de la buse d'injection



Le premier résultat caractéristique à la forme du brouillard est la répartition spatiale du débit injectée. Comme le montre la Figure G-28, à 15 mm de la sortie de la buse, celle à cône creux répartit son débit dans une couronne de rayon $[0,2 D ; 0,4 D]$ tandis que la buse à cône plein pulvérise des gouttes dans tout le cône. Ceci se retrouve sur les vecteurs-vitesses des différentes classes de gouttes puisque la buse à cône plein pulvérise de façon homogène. Ainsi, en comparant les différentes couronnes, la norme des vecteurs-vitesses est plus uniforme comme le montre la Figure G-29. Par ailleurs, dans le cas du cône creux, si la majeure partie du débit est située dans les

couronnes extérieures et que les vecteurs-vitesses de ces couronnes sont dirigés vers la paroi, alors ce type de buse est davantage disposé à créer du film sur la paroi que la buse à cône plein.

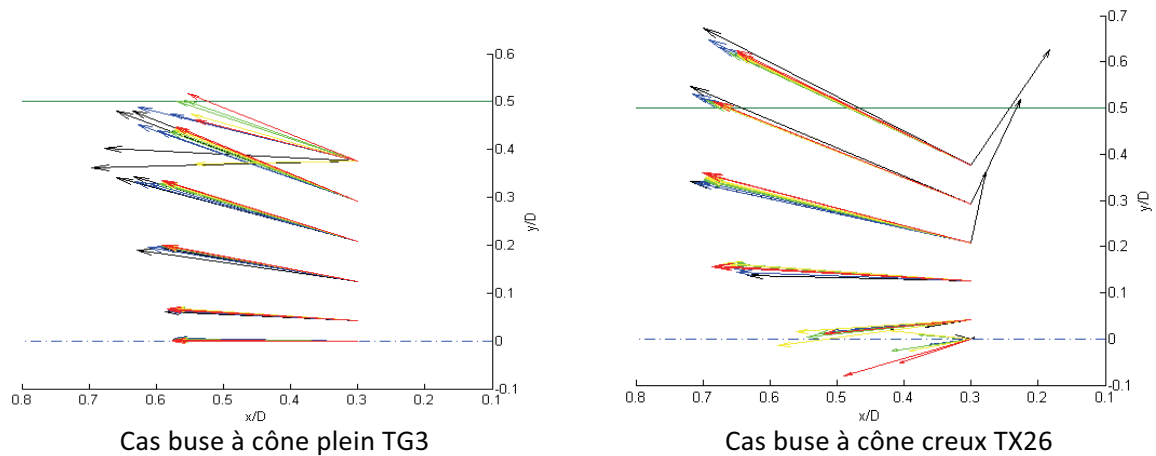


Figure G-29 : Comparaison des vecteurs vitesses et des angles associés à la caractérisation granulométrique des buses à cône plein TG3 et cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Le calcul du nombre de Weber des différentes classes de goutte dans chacune des couronnes confirme que, dans un écoulement issu d'une buse à cône plein, il n'y ait également pas d'atomisation secondaire. Toujours en utilisant les équations paramétriques en position et en vitesse défini à la section F - 2. 1. 3, il est remarqué que les trajectoires des gouttes issues de la buse à cône plein semblent moins localisées que dans le cas de référence (Figure G-29).

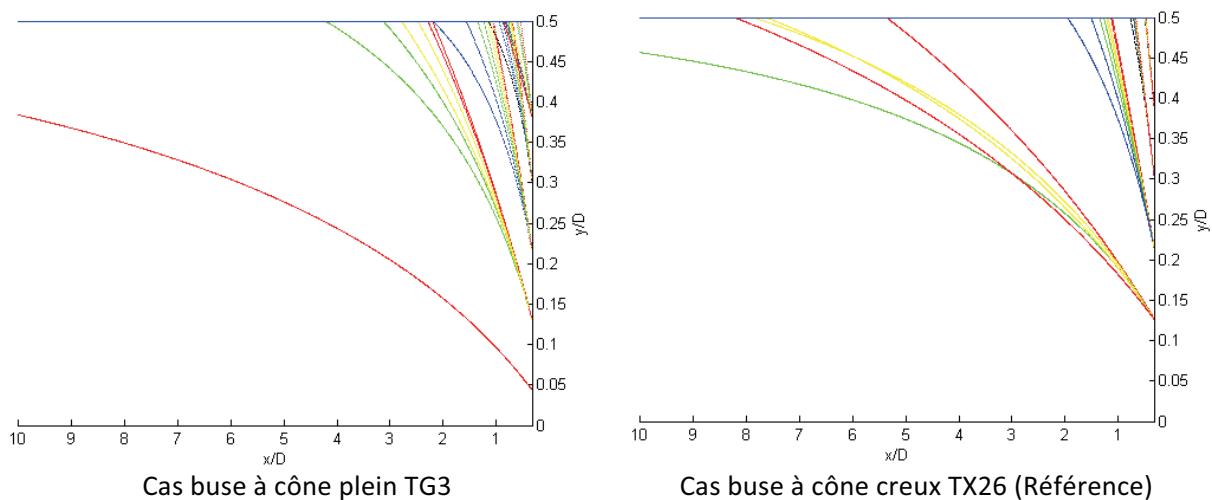


Figure G-30 : Comparaison pour la buse à cône plein TG3 et de la buse à cône creux TX26 des trajectoires impactantes de gouttes avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Avec la buse à cône plein, dans le cas où il y a 10 classes de vitesse radiale, les premiers impacts sont situés en moyenne à la position à $x_{TG3_Calcul} = 0,46 \text{ D}$ en appliquant le modèle simplifié aux mesures à 15 mm. Ce résultat est exactement la position détectée par visualisation $x_{mesure_TG3} = 0,46 \text{ D}$. Pour rappel, dans le cas de référence $x_{TX26_Calcul} = 0,40 \text{ D}$ est proche de $x_{mesure_TX26} = 0,38 \text{ D}$.

Enfin, en plaçant les différents paramètres calculés sur diagramme $\log K = f(T^*)$, le régime d'interaction gouttes paroi avec le cône plein est toujours « dépôt ».

La courbe du débit impactant cumulé obtenue pour 10 classes de vitesses radiales est présentée ci-dessous avec les mesures réalisées en 15 mm et en 30 mm.

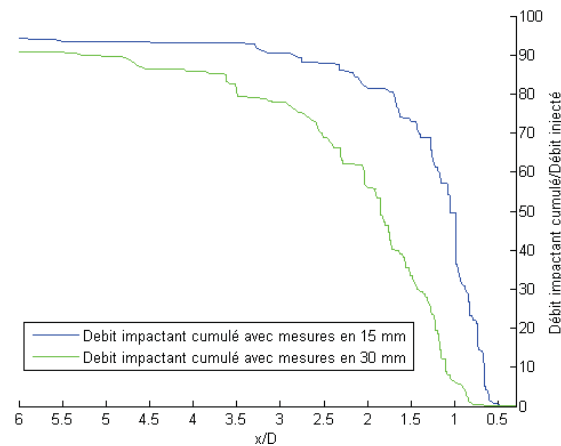


Figure G-31 : Comparaison des débits d'impacts cumulés obtenu avec les mesures effectuées à 15 mm et 30 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Dans le cas du film liquide généré par la buse à cône plein, le débit impactant cumulé n'avoisine pas 100 % du débit injecté. Par ailleurs, cette valeur est confirmée par les données obtenues avec les mesures à 30 mm à la précision du dépôt qui a pu être généré entre $x = 0,3 D$ et $x = 0,6 D$. Cette valeur est également supérieure aux débits de film mesurés expérimentalement comme le montre la Figure G-9.

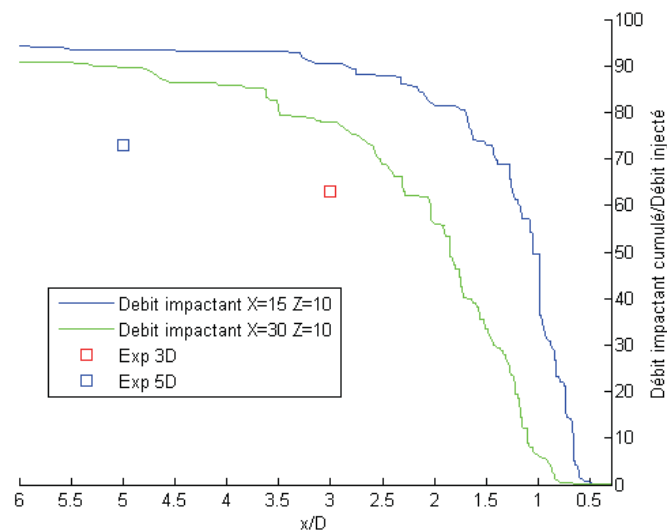
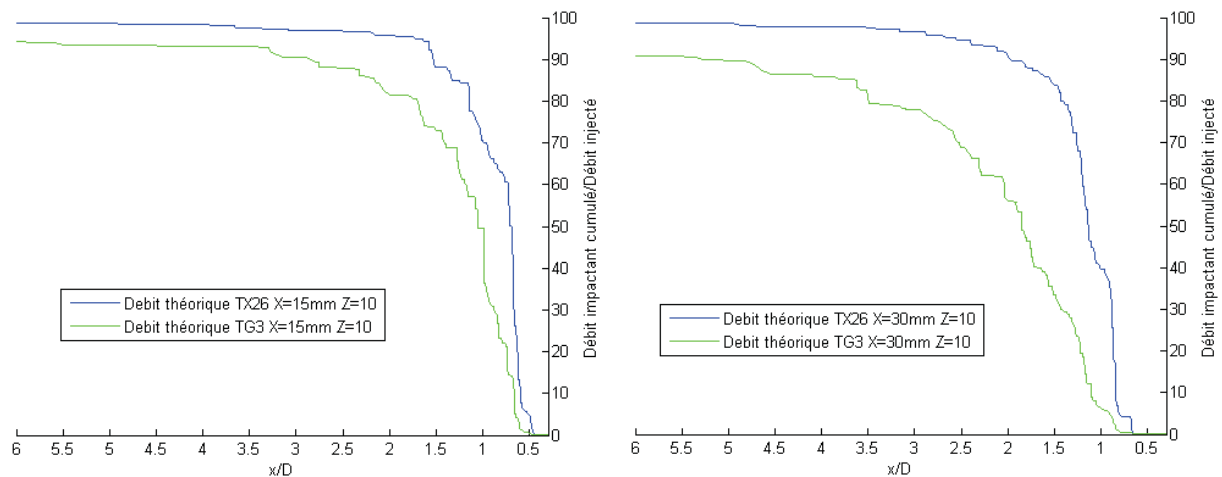


Figure G-32 : Débit d'impacts cumulé avec les résultats expérimentaux à 15 mm du plan d'injection pour le cas de la buse à cône plein avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$



A partir des données obtenues à 15 mm A partir des données en obtenues à 30 mm
Figure G-33 : Effet du type de buse sur les débits théoriques issus des impacts cumulés obtenus avec les mesures granulométriques réalisées au plan $x = 15$ mm et au plan $x = 30$ mm
 $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Bien que ces débits impactant théoriques soient supérieurs aux débits mesurés, il existe un écart entre la buse à cône creux et la buse à cône plein. Cet écart se résorbe plus en aval de la conduite, mais existe toujours.

$U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$		3D	5D
Influence du type de buse	Cône plein	69 (l.h^{-1}) soit 63 %	81 (l.h^{-1}) soit 73 %
	Cône creux	82,1 (l.h^{-1}) soit 74,6 %	85,2 (l.h^{-1}) soit 77,5 %

Tableau G-5 : Effet du type de buse sur les mesures expérimentales de débit de film liquide en $x = 3D$ et $x = 5D$ pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

En comparant seulement les résultats expérimentaux, le Tableau G-5 confirme les résultats liés au flux surfaciques (Figure G-28), puisque en $x = 3D$, le cône creux a généré davantage de film liquide que la buse à cône plein. Le débit injecté étant identique dans les deux cas, ceci signifie que plus de gouttes restent sous forme de phase dispersée avec la buse à cône plein. En $x = 5D$, l'écart entre les débits de film liquide générés par les deux types de buses est très faible, car le débit de film liquide de la buse à cône plein a augmenté passant de 63 % à 73 % du débit injecté. Ceci implique que des gouttes issues de la phase dispersée se sont déposées entre 3D et 5D. Ceci est cohérent avec les visualisations présentées auparavant.

Les mesures d'épaisseurs réalisées en $x = 3D$ montrent un film liquide homogène (entre 120 et 175 μm) sur toute la périphérie (Figure G-34). Il est donc possible d'affirmer que le film liquide est quasi-axisymétrique. En revanche, il peut être remarqué que la distribution d'amplitude des vagues est, elle, parfaitement axisymétrique.

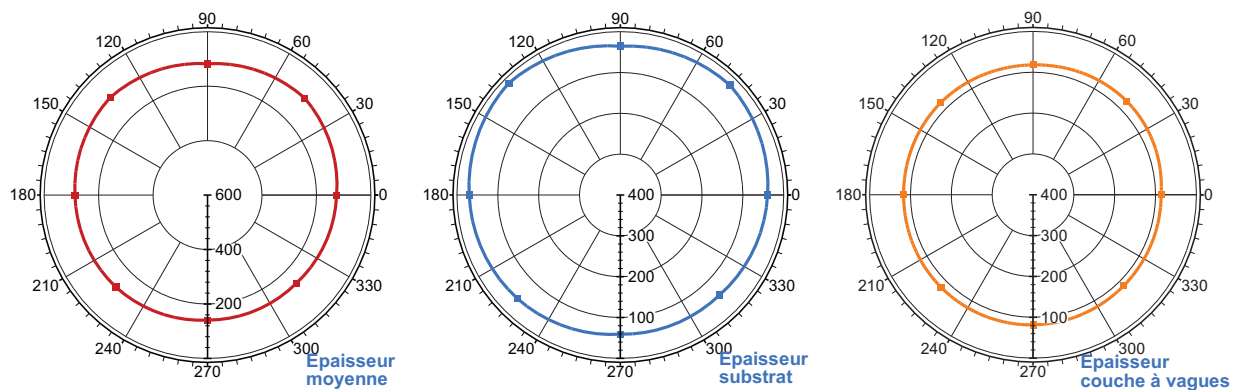


Figure G-34 : Évolution azimuthale de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $x = 3D$ – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

L'examen des résultats obtenus entre $x = 3D$ et $x = 5D$ (Figure G-35) présente des épaisseurs qui augmentent à toutes les positions radiales. Ceci confirme le **phénomène de dépôt** mis en lumière avec les débits de film. De plus, les hauteurs de film liquide mesurées augmentent de façon plus importante dans la partie inférieure. Ceci est lié à un effet du **phénomène de gravité** comme il l'a été montré avec le cas de référence. Ces observations démontrent que **l'écoulement de film n'est pas établi dans la conduite** et qu'il y a bien un effet cumulé entre le dépôt et la gravité.

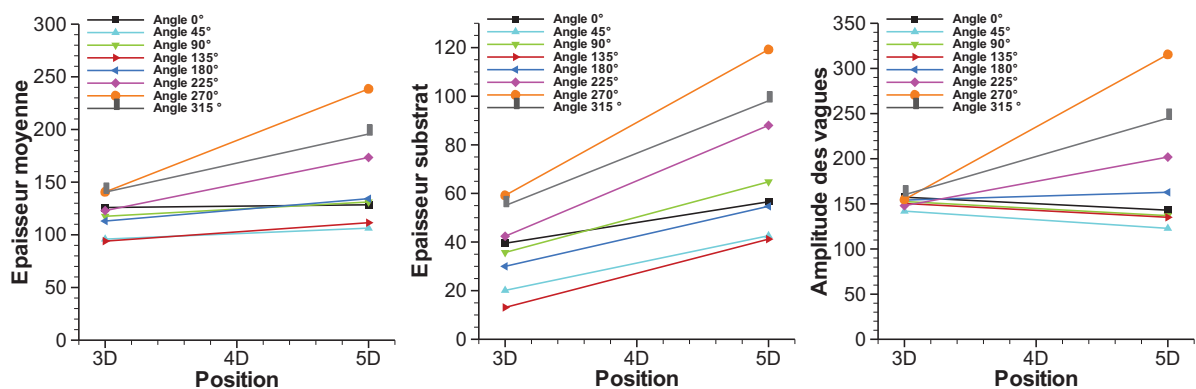


Figure G-35 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues, paramétrée par la position azimuthale – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Des épaisseurs moyennes sur la circonférence pour la buse à cône plein peuvent être définies : **119 μm (en $x = 3D$) et 152 μm (en $x = 5D$)**. Pour rappel, les épaisseurs moyennes identifiées avec le cas de référence étaient de 174 μm (en $x = 3D$) et 170 μm (en $x = 5D$) (Figure G-36)

Les épaisseurs théoriques calculées à partir des mesures de débit sont indiquées dans le Tableau G-6 et sont comparées aux valeurs obtenues pour la buse TX26. Comme pour le cas de référence, les épaisseurs calculées à l'aide des corrélations disponibles dans la littérature surestiment les épaisseurs mesurées. La buse à cône plein utilisant les mêmes paramètres Q_e et U_0 , il n'y a aucune différence pour les calculs réalisés à l'aide de la corrélation de Schubring (2009).

	Position	Épaisseur moyenne mesurée	Épaisseur moyenne calculée (Wallis (1970))	Épaisseur moyenne calculée (Giroud-Garapon (2003))
TX26	X = 3D	174 μm	254 μm	244 μm
	X = 5D	170 μm	251 μm	240 μm
TG3	X = 3D	119 μm	237 μm	226 μm
	X = 5D	152 μm	249 μm	239 μm

Épaisseurs moyennes

	Position	Épaisseur mesurée du substrat moyen	Épaisseur substrat calculée Schubring (2009)		Position	Amplitude de vagues mesuré	Amplitude des vagues calculée (Giroud-Garapon (2003))
TX26	X = 3D	114 μm	265 μm	TX26	X = 3D	137 μm	435 μm
	X = 5D	97 μm			X = 5D	181 μm	428 μm
TG3	X = 3D	37 μm		TG3	X = 3D	152 μm	400 μm
	X = 5D	71 μm			X = 5D	183 μm	426 μm

Épaisseurs de substrat

Amplitudes des vagues

Tableau G-6 : Estimation de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues à l'aide de différentes corrélations – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Les comparaisons entre les résultats obtenus pour les écoulements générés par les deux types de buses sont tracées sur la Figure G-36. Bien que les deux types de films soient différents en $x = 3D$, cette figure indique que les épaisseurs de films liquides deviennent similaires en $x = 5D$.

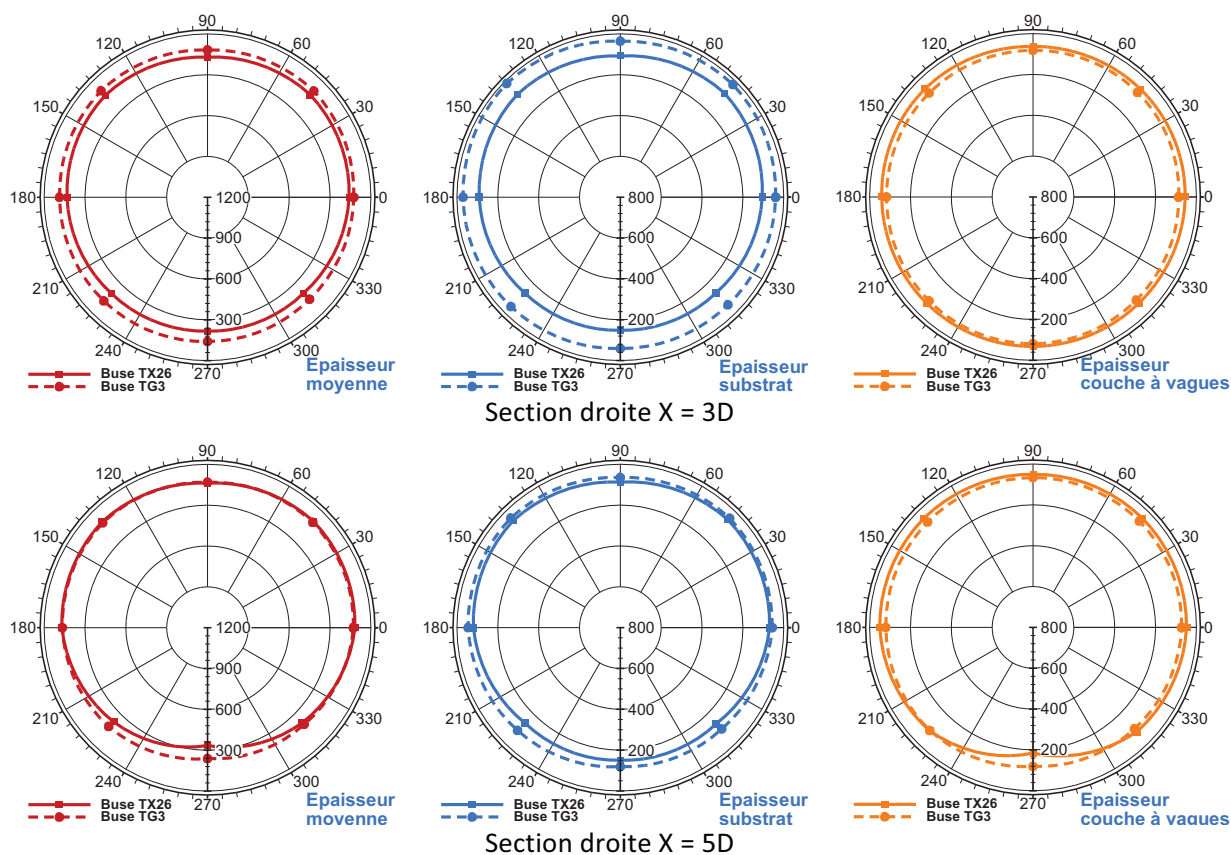
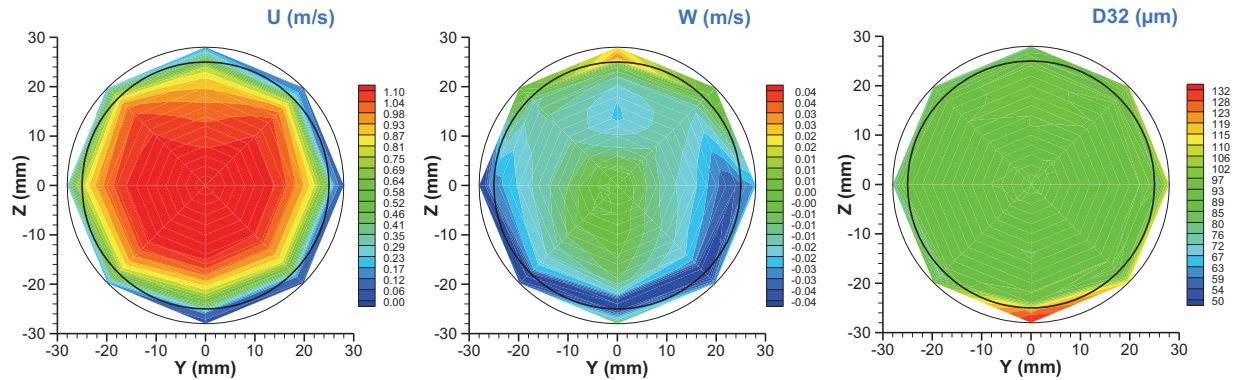


Figure G-36 : Effet de du type de buse (cône creux TX26 ou cône plein TG3) sur l'évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

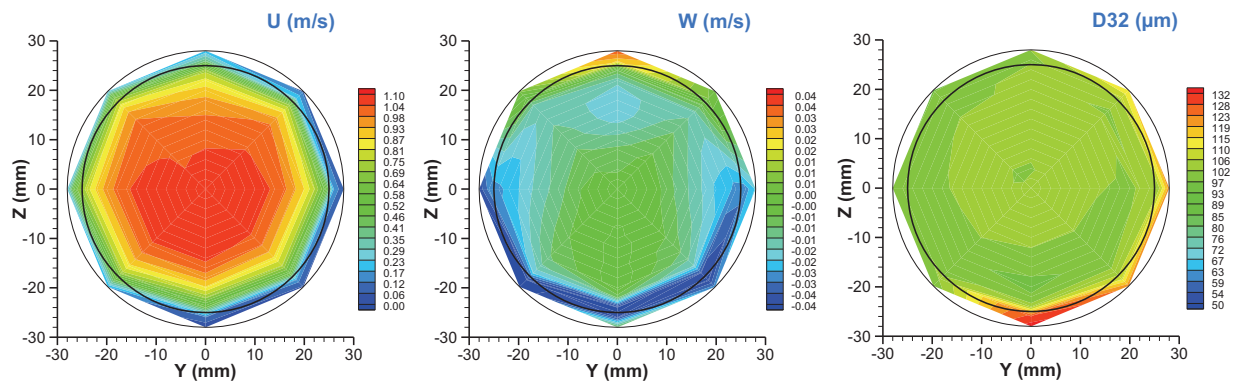
Ainsi, en $x = 5D$, les films sont quasiment identiques puisque les épaisseurs ainsi que les débits de films liquides sont du même ordre de grandeur. Seule, en fond de conduite, l'épaisseur de film avec le cône plein est plus faible.

G - 2. 2. 2. Caractérisation de l'évolution de la phase dispersée le long de la conduite

La Figure G-37 présente les résultats de granulométrie (Vitesses et Diamètre moyen de Sauter) réalisée à 8 mm de la sortie de la conduite horizontale.



a- Buse à cône creux TX26 (Référence)



b- Buse à cône plein TG3

Figure G-37 : Comparaison pour les deux type de buse cône creux TX26 et cône plein TG3 des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} – Buse TX26 – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$ – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – 8 mm en aval de sortie de section droite de conduite

En sortie de conduite rectiligne horizontale, l'analyse des résultats de l'écoulement généré par la buse cône plein (Figure G-37) montre une composante longitudinale légèrement plus faible que le cas de référence et un diamètre moyen de Sauter globalement supérieur à ce dernier.

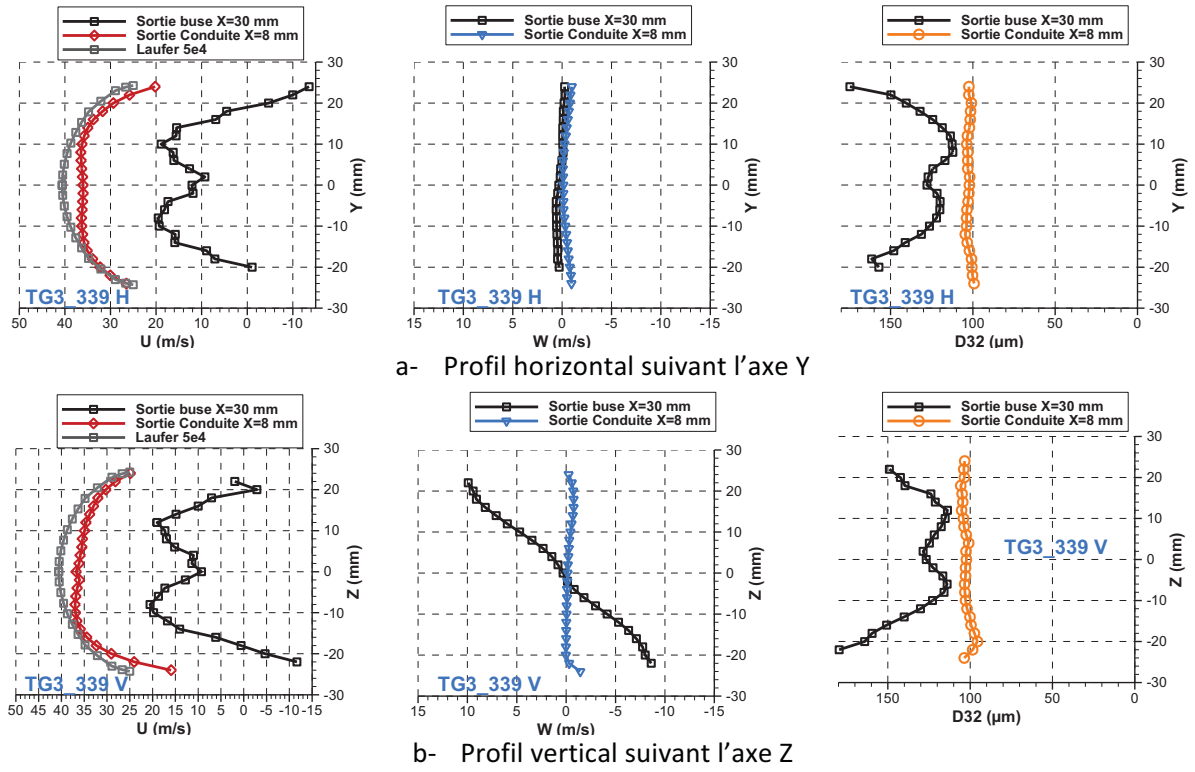


Figure G-38 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} dans la conduite rectiligne horizontale – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

En regardant l'évolution des vitesses de gouttes et du D_{32} entre l'injection au niveau des buses et la sortie de la conduite rectiligne horizontale (Figure G-38), des résultats similaires au cas de référence sont trouvés :

- Il ne reste plus que la composante longitudinale
- Le profil de D_{32} est homogène sur la section

Cependant, la composante longitudinale démontre que les gouttes ne sont pas encore à la vitesse du gaz comme l'indique la comparaison avec le profil théorique. L'écoulement lié à la phase dispersée n'est pas encore établi. Ceci peut être expliqué par le fait que les gouttes en sortie de conduite possèdent un D_{32} de $100 \mu\text{m}$. Elles sont donc plus grosses que celles du cas de référence ($D_{32} = 90 \mu\text{m}$) soit un rapport de $\frac{10}{9}$.

$$D_{32_TG3} = \frac{10}{9} D_{32_TG3} \quad (\text{G-7})$$

Ainsi le temps caractéristique des gouttes de la buse à cône plein τ_{TG3} est :

$$\tau_{TG3} = \left(\frac{10}{9}\right)^2 \tau_{TX26} \quad (\text{G-8})$$

Il faut donc davantage de temps et donc une distance plus grande pour que l'écoulement dispersé issu de la buse à cône plein soit établi.

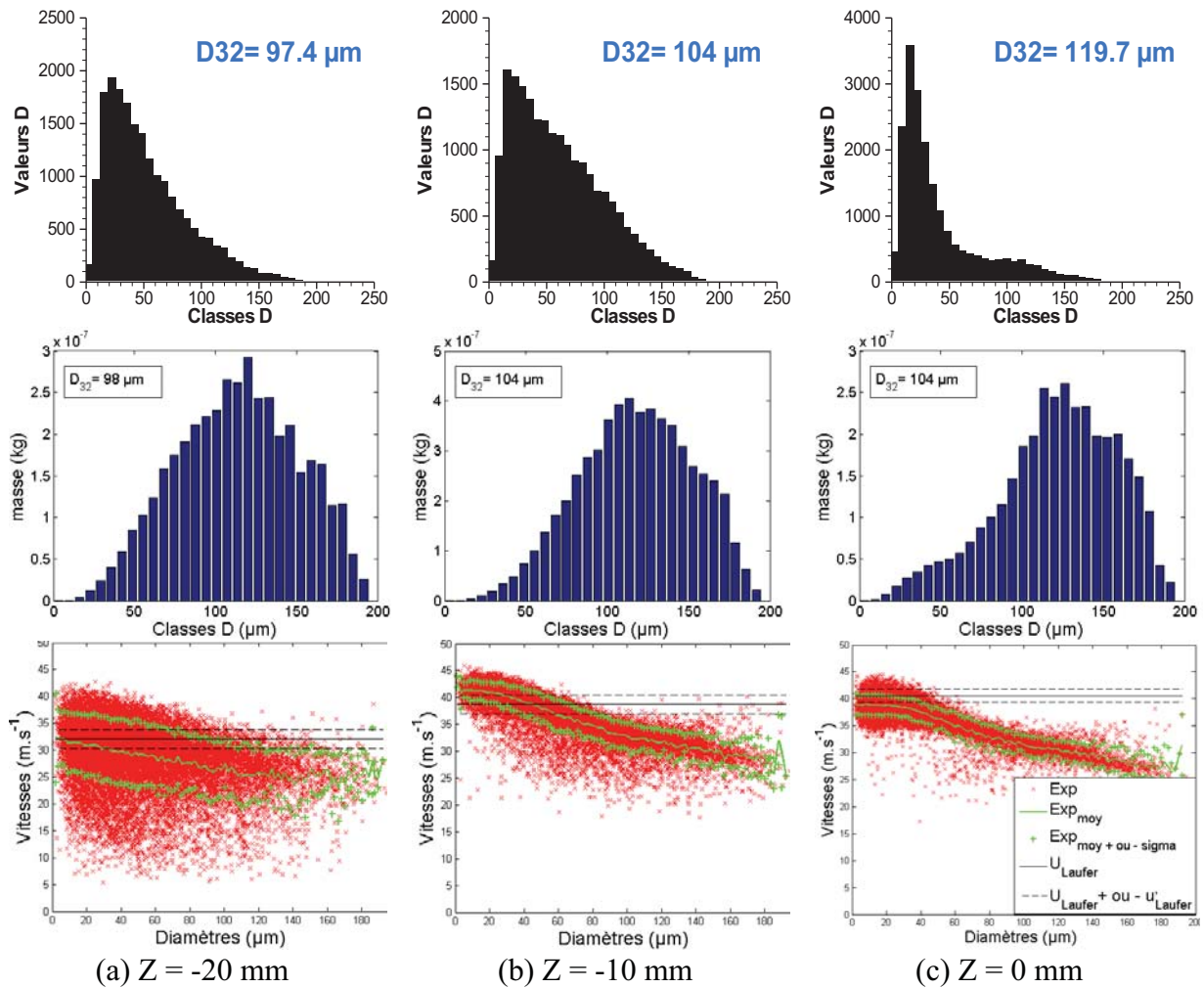


Figure G-39 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de section droite – Axe Z – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Les profils sont similaires au cas de référence. Cependant, les dispersions de vitesse sont légèrement plus élevées pour la buse à cône plein proche de la paroi. Ceci est dû à la présence d'un plus grand nombre de gouttes sous forme de phase dispersée puisqu'il a été montré que davantage d'impacts avaient lieu pour la buse à cône plein.

G - 2. 3. Évolution d'un écoulement annulaire dispersé au travers d'un coude

G - 2. 3. 1. Caractérisation de la dynamique du film en paroi

Les deux écoulements de film sur le rayon interne et le rayon externe sont retrouvés comme dans le cas de référence. Comme il l'a été montré à partir des visualisations, il y a toujours de l'atomisation de film dans le coude. Cependant, au niveau quantitatif, le débit de film qui s'atomise à l'intérieur du coude est légèrement moins important dans le cas du cône plein. En effet, le **débit de film mesuré passe de 81 l.h^{-1} (soit 73 % du débit injecté par la buse) à 75 l.h^{-1} (soit 68 % du débit injecté par la buse)** alors que pour le cas de référence, les débits étaient respectivement égaux à 85 l.h^{-1} (78%) et à 68 l.h^{-1} (61 %). Ceci est lié à l'épaisseur en fond de conduite du film liquide généré par la buse à cône plein qui était inférieure à la buse à cône creux.

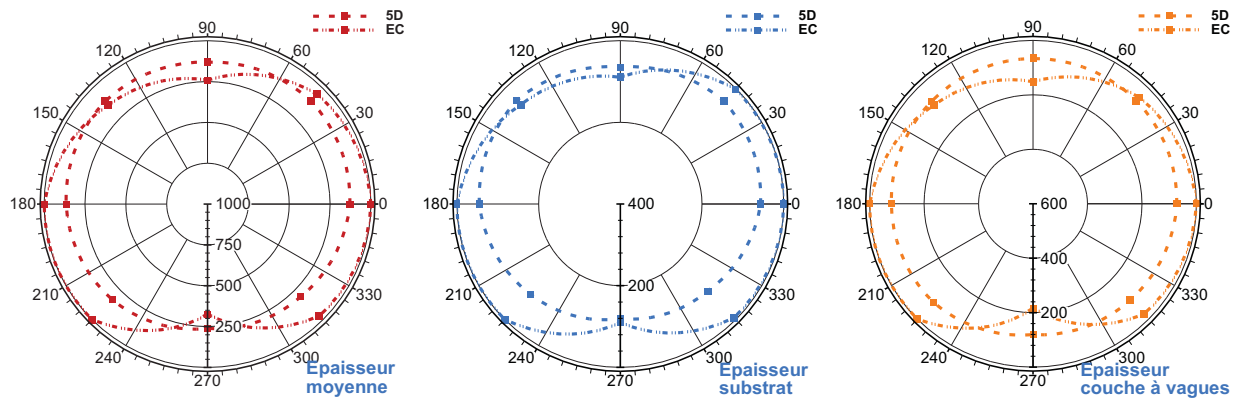


Figure G-40 : Représentation polaire de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues en 5D et entre les deux coudes (EC) – Buse à cône plein TG3

$$Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1} - U_o = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$$

En s'intéressant aux épaisseurs de film (Figure G-40), après le coude, il ne reste plus que les écoulements de film sur la paroi intérieure et la paroi extérieure. Ce résultat est similaire au cas de référence comme l'indique la Figure G-41.

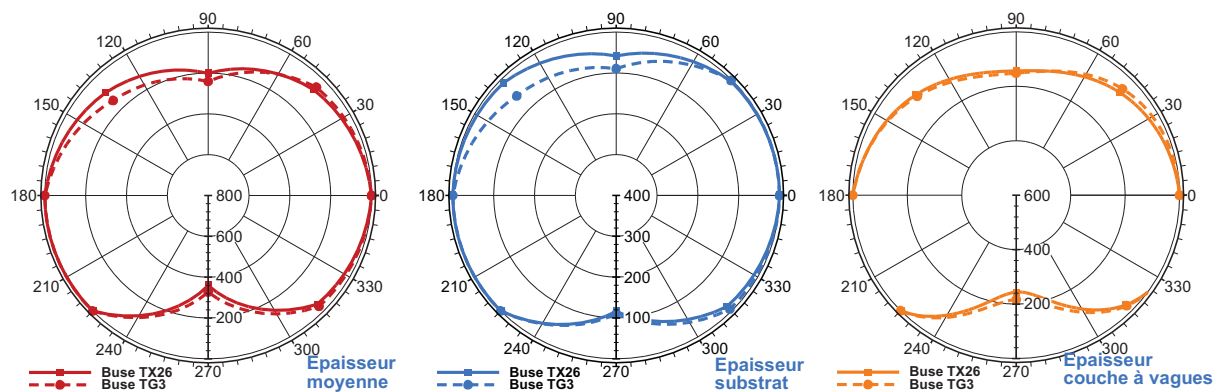
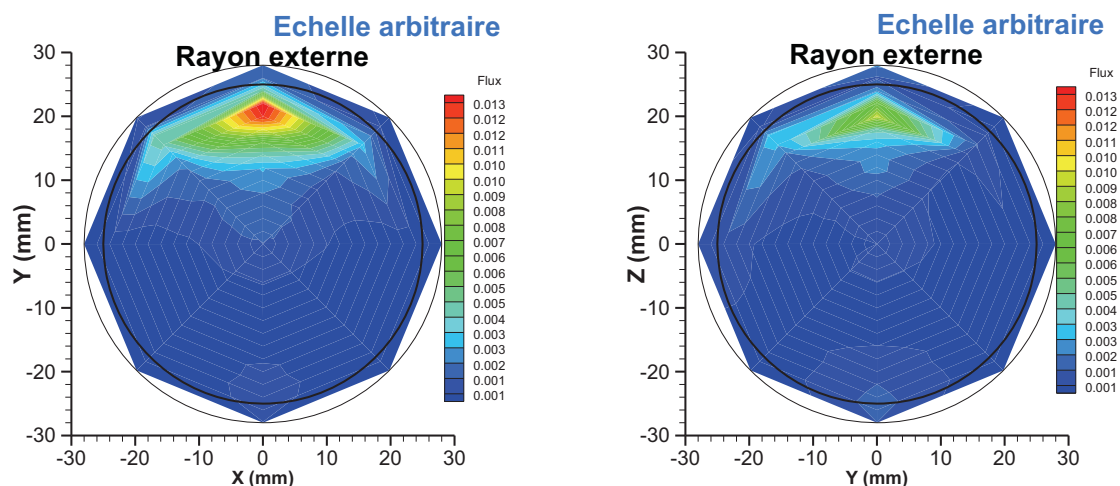


Figure G-41 : Évolution en sortie de coude de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$ – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – Effet du type de buse – Cône creux TX26 et Cône plein TG3

G - 2. 3. 2. Caractérisation de la phase dispersé en sortie de coude



a- Buse à cône creux TX26 (référence)

b- Buse à cône plein TG3

Figure G-42 : Comparaison pour les deux types de buses (cône creux et cône plein) des flux volumiques suivant l'axe Y et l'axe Z – $U_o = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$

En sortie de coude, les flux volumiques surfacique indiquent, dans les deux cas, qu'une grande partie du débit se situe à proximité du rayon extérieur. Cependant, en s'intéressant aux normes, la quantité de liquide sous forme dispersée dans le cas de la buse à cône plein est plus faible dans cette zone (0,008 contre 0,013). Dans le reste de la section il y existe très peu de liquide sous la forme de phase dispersée et la distribution des débits est similaire pour les deux cas.

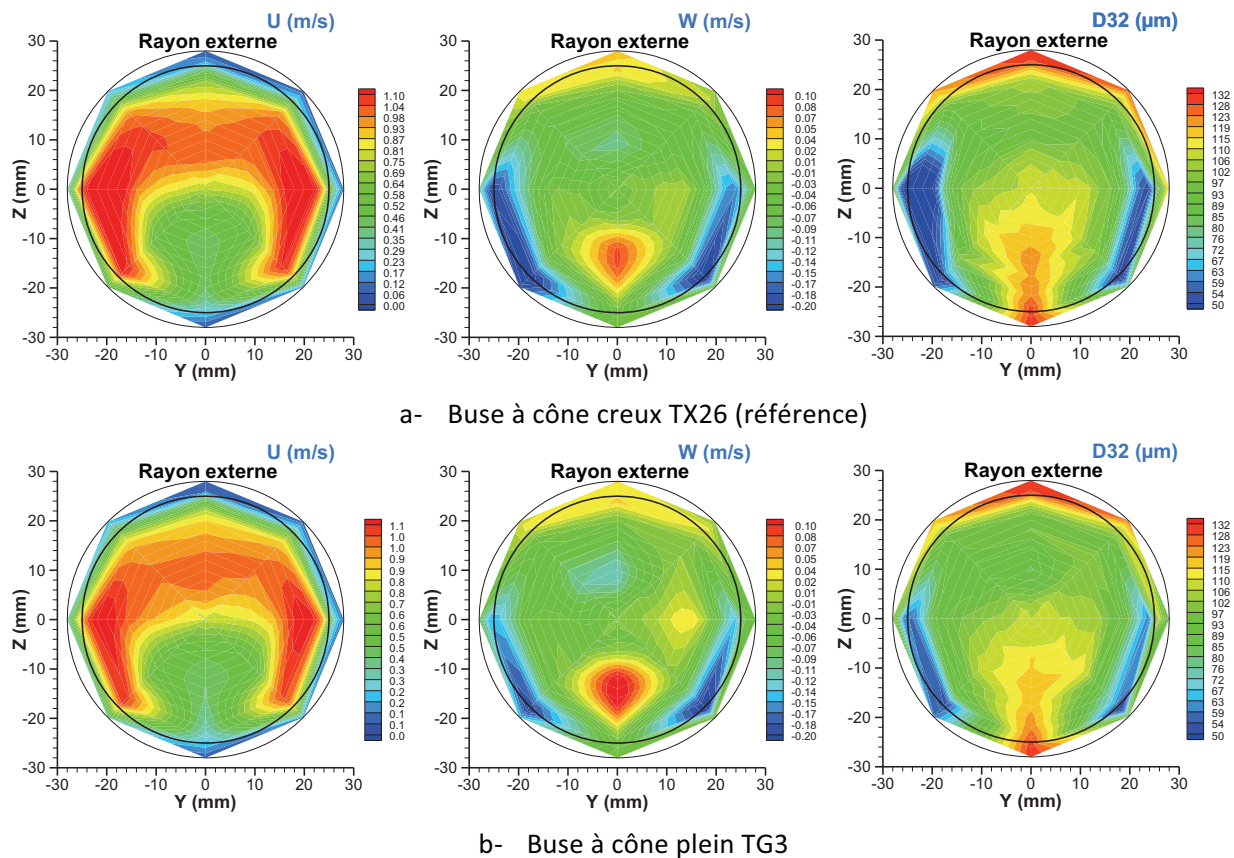


Figure G-43 : Comparaison des écoulements générés avec les deux types de buse des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32}
 $U_0 = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$ – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – 8 mm en aval de la sortie du coude

Comme le montre la Figure G-43, les survitesses longitudinales créées par l'écoulement aérodynamique secondaire dans le coude sont légèrement plus faibles dans le cas de la buse à cône plein. Cependant, les profils de la composante W et de D_{32} sont similaires. Ceci peut indiquer que la vorticité des deux tourbillons est identique dans les 2 cas. La présence des deux tourbillons a pour effet de ramener le liquide dans le plan médian et de créer ainsi une accumulation du liquide à l'intérieur du coude. Néanmoins, il a été montré que la nature de la buse modifie légèrement les caractéristiques du film situé en partie basse à l'amont du coude ( paisseur, débit). Ainsi il est justifié de penser que cette accumulation sera inférieure avec la buse à cône plein.

L'épaisseur du film liquide en cette zone étant responsable de la taille des paquets et le débit de film liquide étant responsable du débit atomisé, le taux d'atomisation est alors réduit avec l'utilisation de la buse à cône plein.

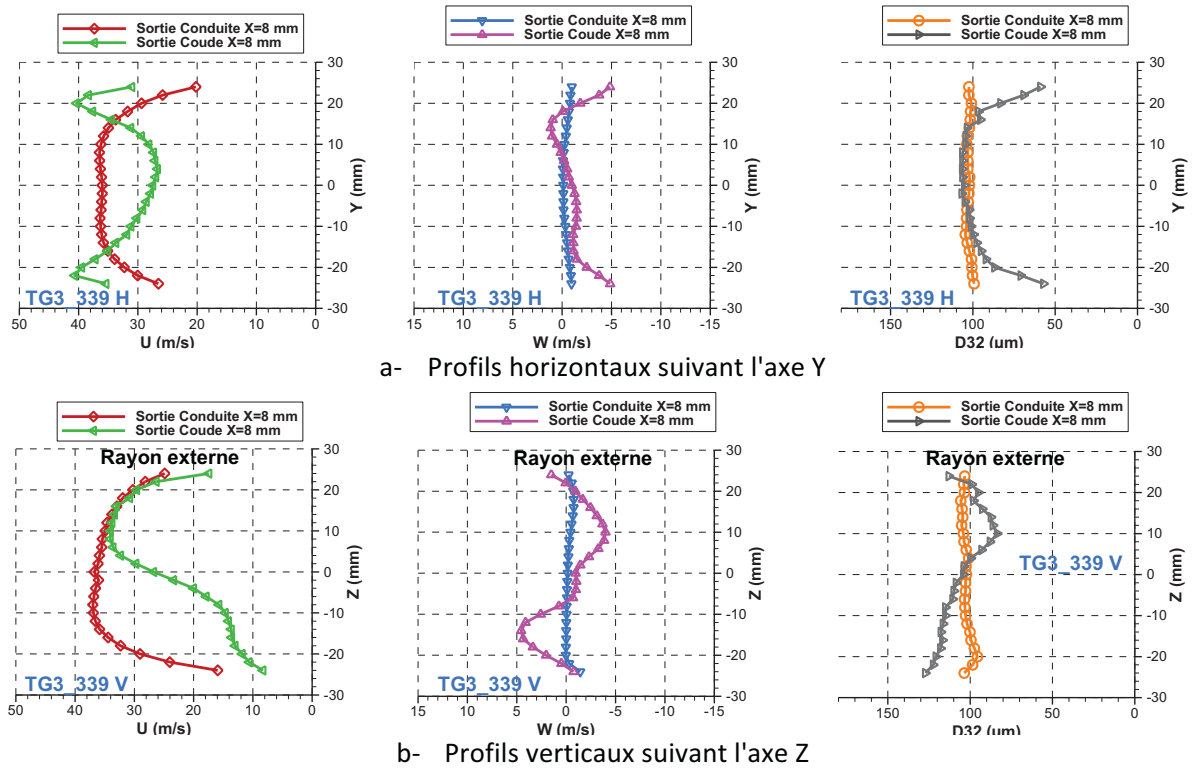


Figure G-44 : Évolution des composantes U et W de la vitesse des gouttes et du diamètre moyen de Sauter D_{32} entre l'entrée et la sortie du coude – Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

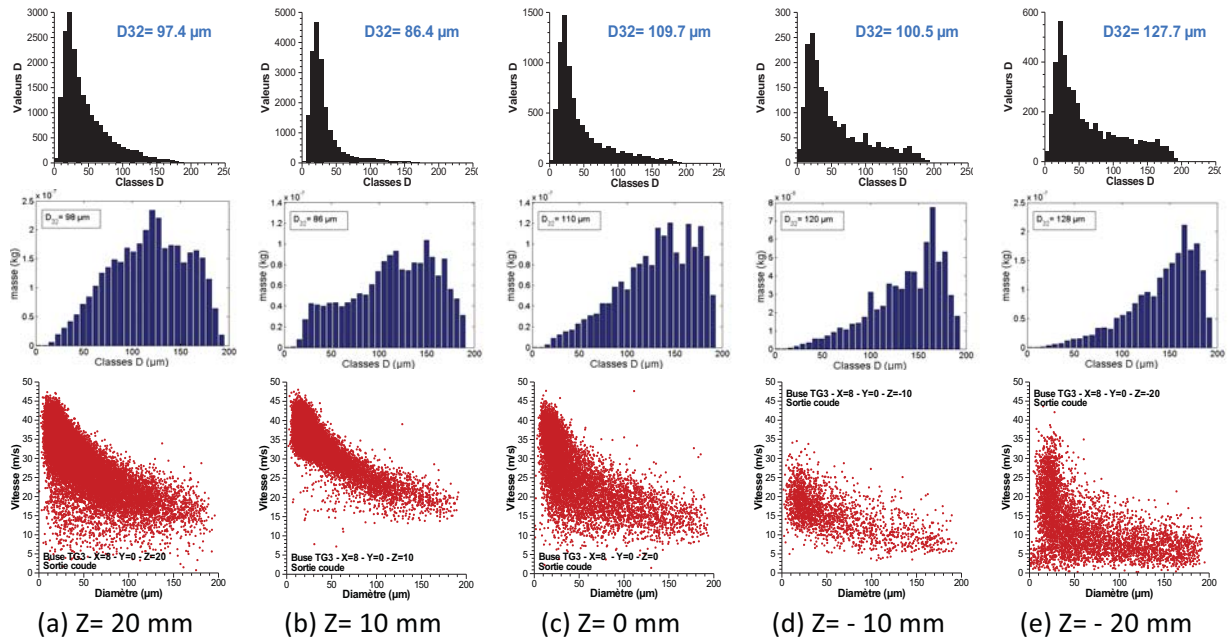


Figure G-45 : Évolution des diamètres de gouttes et des corrélations taille/vitesse en sortie de coude – Axe Z - Buse TG3 – $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ – $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Les profils de vitesse et de taille de goutte présentés sur la Figure G-45 sont identiques à ceux obtenus avec la buse à cône creux. Seule une augmentation du D_{32} est observée avec la buse à cône plein. L'analyse des histogrammes ne permet pas d'identifier de grosses variations entre les deux buses.

G - 2. 4. Conclusions sur l'influence de type de buse sur l'écoulement annulaire dispersé

Bien que l'écoulement généré par la buse à cône plein soit différent de celui généré par la buse à cône creux, du fait de la distribution spatiale du liquide lors de la pulvérisation, les épaisseurs et les débits de films liquides sont similaires en sortie de conduite. Cette similarité est obtenue à l'aide d'un phénomène de dépôt. Cependant il existe un léger écart : l'épaisseur en fond de conduite est plus faible. Cet écart est responsable d'une légère réduction du taux d'atomisation dans le coude. Cependant, globalement les écoulements en sortie de coude sont similaires.

Une comparaison identique a été réalisée à partir des essais réalisés à $27,3 \text{ m.s}^{-1}$ et un débit liquide égal à 56 l.h^{-1} . Des conclusions identiques ont été obtenues ce qui explique que cette comparaison n'ait pas été présentée dans ce document.

G - 3. Influence de la pression

G - 3. 1. Influence de la pression sur les pertes de charges

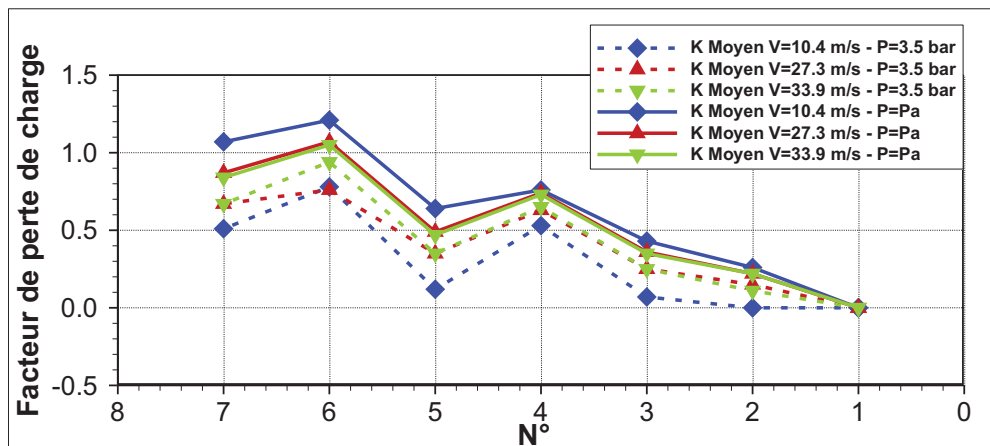


Figure G-46 : Évolution comparée du facteur de perte de charge moyen le long de la conduite pour différentes vitesses débitantes, en fonction de la pression totale (3,5 bars ou 1 bar) dans l'écoulement

La même procédure est suivie à la pression absolue de 3,5 bar. La comparaison des mesures moyennes de pression statique obtenues entre les prises basses et hautes pour le cas pressions avec celui à pression atmosphérique est présentée sur la Figure G-46. Afin d'effectuer la comparaison, il suffit de fixer une vitesse (une couleur) et de comparer la courbe à $P = 3,5 \text{ bar}$ (en pointillée) avec la courbe à P_a (en trait plein). Cette comparaison montre des pressions statiques sensiblement voisines, mais dans l'ensemble plus faibles pour le cas $P = 3,5 \text{ bar}$, ce qui est dû à une augmentation du nombre de Reynolds.

G - 3. 2. Analyse qualitative

L'écoulement en pression (3,5 bar absolus) est étudié avec la maquette métallique. C'est pourquoi aucune visualisation n'a pu être effectuée.

G - 3. 3. Analyse détaillée de l'écoulement annulaire dispersé dans la conduite horizontale et le coude

Dans cette partie, étant donné que la caractérisation granulométrique de la buse à cône plein TG3 à une pression de 3,5 bar n'a pas pu être réalisée, celle réalisée à la pression atmosphérique est reprise.

En effet, il peut être supposé que la pression ne change pas la pulvérisation de la buse de manière notable.

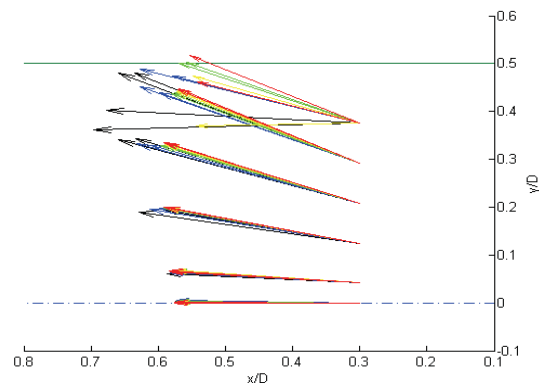


Figure G-47 : Vecteurs vitesses et des angles associés à la caractérisation granulométrique des buses à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Cependant, à une pression de 3,5 bar, il est nécessaire de calculer le nombre de Weber des gouttes issues de la caractérisation granulométrique, car la pression contribue à favoriser la rupture de la goutte.

We		Centre	Couronne					
			1^{ère}	2^e	3^e	4^e	5^e	6^e
Classe de diamètres	1	0,24	0,24	0,23	0,20	0,23	0,21	0
	2	0,71	0,67	0,54	0,52	0,62	0,46	0
	3	1,20	1,15	1,00	0,99	1,12	1,11	0
	4	1,70	1,65	1,53	1,57	1,76	1,92	0
	5	2,18	2,15	2,06	2,16	2,48	2,67	0
	6	2,66	2,64	2,57	2,73	3,12	3,39	0
	7	3,13	3,10	3,03	3,26	3,75	3,87	0
	8	3,58	3,54	3,50	3,81	4,39	4,31	0
	9	4,03	3,95	3,99	4,33	5,03	5,27	0
	10	4,48	4,38	4,36	4,79	5,67	5,55	0

Tableau G-7 : Nombre de Weber des gouttes par couronnes et par classe de diamètres de la buse à cône creux TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$ à $P=3,5 \text{ bar}$

Le Tableau G-7 montre que même à 3,5 bar, le calcul du nombre de Weber des différentes classes de goutte dans chacune des couronnes est inférieur au nombre de Weber critique ($We_c = 12$). Ainsi, il n'y a toujours pas d'atomisation secondaire.

A même vitesse d'air, l'influence de la pression dans ce cas va augmenter l'action du gaz sur les gouttes et donc modifier les trajectoires. Néanmoins lorsque le nombre de Reynolds particulaire est petit devant 1, la masse volumique n'intervient plus dans le calcul du temps de réponse de la goutte et donc la pression ne modifie pas la trajectoire des gouttes et le taux de dépôt en paroi. Par contre lorsque le nombre de Reynolds devient grand devant 1, la masse volumique du gaz et donc la pression va modifier les trajectoires de gouttes et donc le débit du film calculé par le modèle.

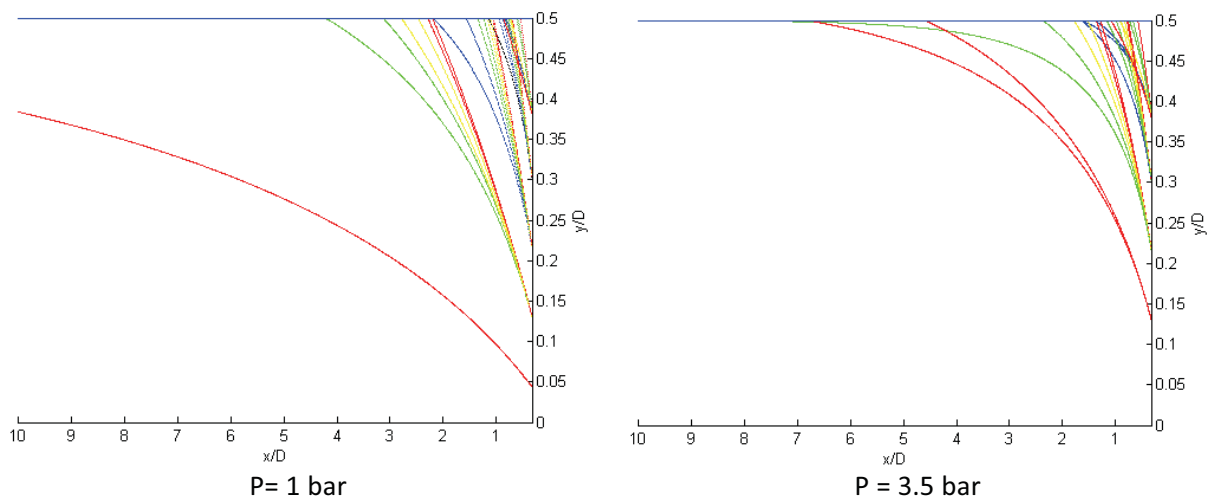


Figure G-48 : Comparaison à $P = 1$ bar et $P = 3,5$ bar des trajectoires impactantes de gouttes de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$

Par ailleurs, bien que la température d'ébullition de l'eau ait changé, la température adimensionnelle T^* est toujours inférieure à 1. Donc, en reportant les différents paramètres calculés sur le diagramme $\log K = f(T^*)$, le régime d'interaction gouttes paroi à une pression de 3,5 bar est toujours « dépôt ». La courbe de débit cumulé obtenue en tenant compte du terme correctif pour le calcul du temps de réponse de la goutte est tracée sur la Figure G-49 et comparé avec les résultats du calcul réalisé pour une pression de 1 bar. Ainsi l'augmentation de la pression diminue bien le taux de dépôt mais n'influe pas sur la position du premier impact

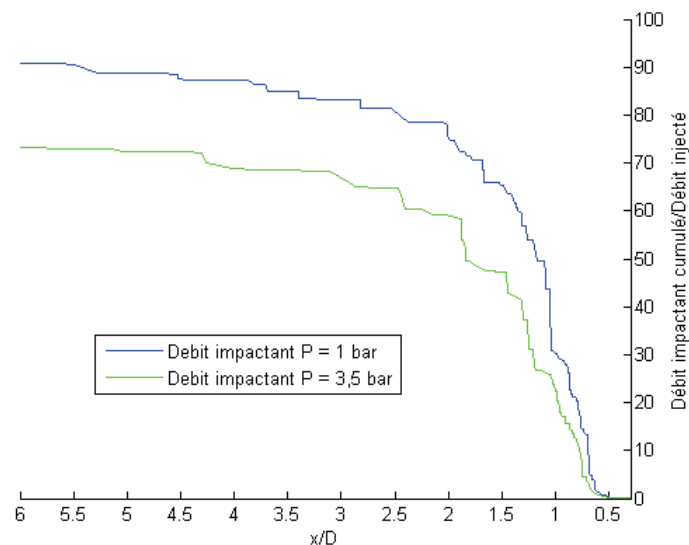


Figure G-49 : Influence de la pression sur les débits d'impacts cumulés à partir des données mesurées à 15 mm du plan d'injection avec $X=6$ et $Z=10$ pour le cas de la buse à cône plein TG3 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Cependant, les mesures de débits n'ont pas pu être réalisées en pression à cause de problèmes de fuite de liquide sur la manchette de mesure. Ainsi dans cette section, le modèle simplifié ne peut pas être comparé à des résultats expérimentaux. Par ailleurs, les mesures d'épaisseurs de film en $X=3D$ n'ont pas pu être effectuées car le film liquide est alors trop fin pour être mesurable. Il est estimé inférieur à $10 \mu\text{m}$. Par contre en $X=5D$, et entre les coudes, les mesures ont pu être réalisées. Il est possible de comparer les résultats obtenus en $X=5D$ et entre les coudes (Figure G-50).

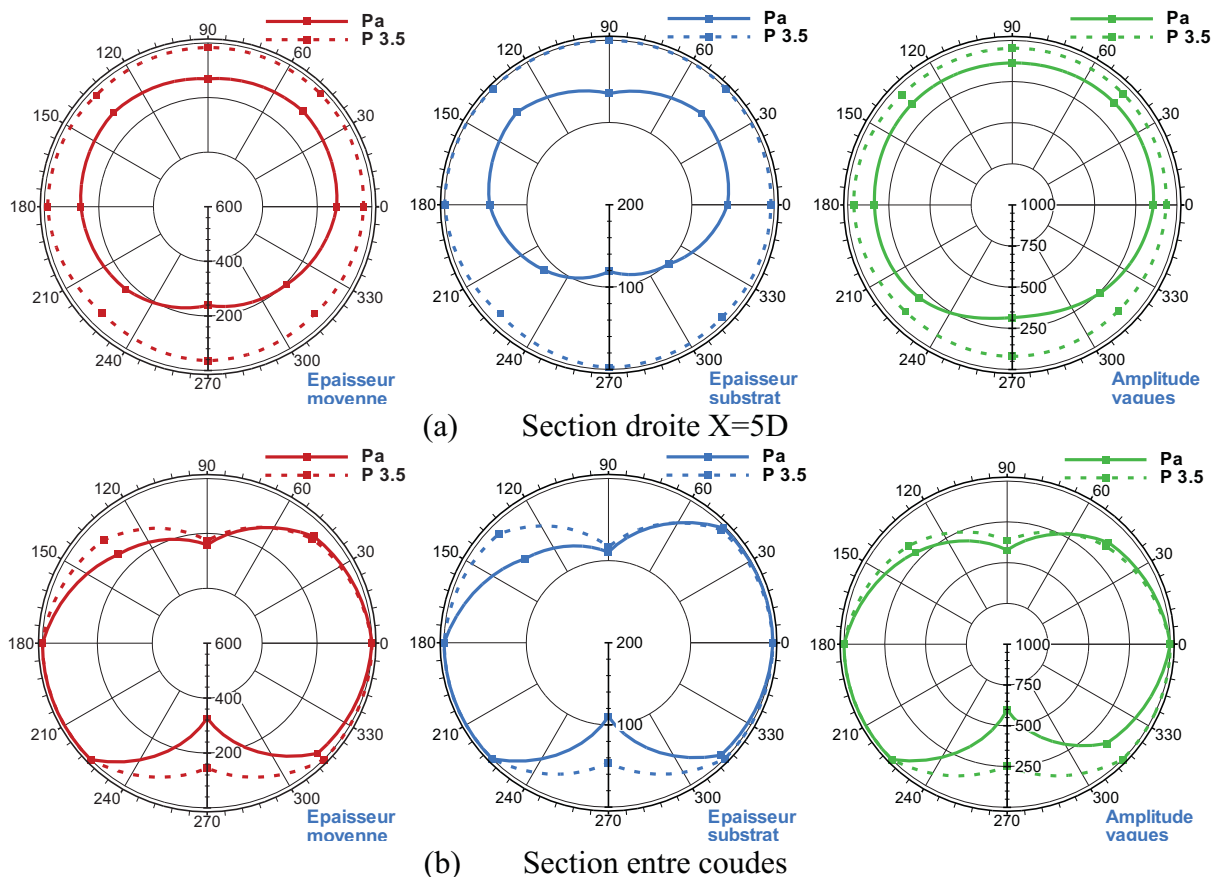


Figure G-50 : Évolution avec la section de l'épaisseur moyenne, de l'épaisseur du substrat et de l'amplitude des vagues – Buse TG3 - $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ - $U_o = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$ – Effet de la pression.

Avec la pression, comme le montre la Figure G-50 – a, le film est confiné en paroi et est homogène : la gravité n'a plus aucun effet sur lui. En effet, l'augmentation de la pression augmente le taux de cisaillement.

Ceci a pour conséquence de réduire l'épaisseur du film. Par contre, en sortie de coude, les épaisseurs de film sont très faibles (de l'ordre de $20 \mu\text{m}$) sauf en paroi intérieure et en paroi extérieure où le film est nettement plus épais ($200 \mu\text{m}$). L'écoulement en pression devient ainsi similaire à celui à pression atmosphérique mise à part sur le rayon interne du coude où le film est moins épais. Il est à noter qu'en rayon externe, les films sont comparables dans les deux cas.

G - 3.4. Conclusions sur l'influence de la pression sur les écoulements annulaires dispersés

L'augmentation de la pression de 1 à 3,5 bar diminue légèrement la perte de charge. Par contre, à l'aide d'un taux de cisaillement plus élevé, la pression permet d'obtenir un film d'épaisseur beaucoup plus faible. En revanche, à l'issue du coude, il n'y a presque plus de différences sur les épaisseurs par rapport au cas à pression atmosphérique. Par contre, il est certain qu'il faudrait connaître les débits en sortie de coude avant d'affirmer que le coude annihile l'effet de la pression sur l'écoulement annulaire dispersé.

G - 4. Conclusions sur l'influence de différents paramètres sur les écoulements annulaires dispersés

L'étude de l'influence des différents paramètres a montré qu'il y a un effet important du taux de cisaillement que cela soit en augmentant la vitesse ou en augmentant la pression. Cet effet d'entraînement modifie sensiblement la distribution du film liquide (que ce soit dans la conduite ou dans le coude) et joue un rôle prépondérant sur le taux d'atomisation dans le coude. L'influence du type de buse et donc du type de brouillard généré possède un effet très important dans la zone proche de l'injection. Cependant, en aval de l'écoulement, cet effet se résorbe et les écoulements annulaires dispersés générés dans le deux cas sont très proches.

Ces résultats ainsi que la base de données constituée tout au long de ce chapitre vont être utilisés afin de valider les simulations numériques qui font l'objet du chapitre suivant.

Chapitre III :
Simulation numérique avec le code CEDRE
dans la conduite droite et confrontation
avec la base de données

INTRODUCTION

Les calculs sont réalisés à l'aide du code multiphysique CEDRE⁵ de l'ONERA. Ce dernier est une plateforme de calcul comportant différents modules ou solveurs (Figure 0-1). Parmi ceux-ci, le solveur CHARME permet de calculer l'écoulement gazeux, et le solveur SPARTE est dédié au calcul du comportement des gouttes avec une approche Lagrangienne. Le module traite le transport des gouttes, l'évaporation, le changement de phase, les interactions gouttes/gouttes (collision, coalescence), la fragmentation secondaire (break-up), les interactions gouttes paroi (rebond, dépôt, splashing). Il est couplé avec le solveur CHARME avec une approche "two way coupling" permettant de prendre en compte la rétroaction de la phase dispersée sur le gaz (échange de masse, de quantité de mouvement et d'énergie). Le solveur FILM, en cours de développement, permet de traiter le comportement d'un film liquide mince sur une paroi solide fixe ou en mouvement. Il repose sur une approche de type "Eulérienne intégrale".

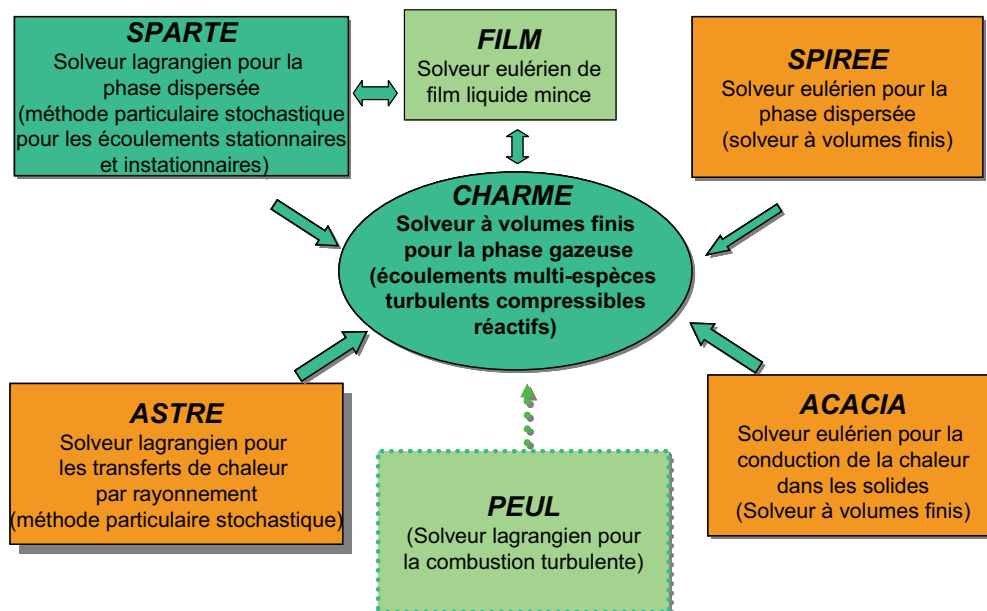


Figure 0-1 : Schéma d'organisation du code CEDRE

Un maillage surfacique est ainsi calculé à partir du maillage 3D initial sur lequel les équations de Navier-Stokes intégrées sur l'épaisseur du film sont résolues. Ce dernier module utilise une méthode de type "Volumes-finis surfaciques". Par définition, ce film n'a pas d'épaisseur physique et les termes d'échange entre le film et le gaz ou le film et la phase dispersée sont calculés à partir de modèles. Les échanges à prendre en compte pour ces calculs sont visualisés sur la Figure 0-2. Ils comprennent des échanges de matière, de quantité de mouvement et d'énergie. Dans sa version actuelle, ce module permet de prendre en compte le dépôt des gouttes et le phénomène de condensation pour ce qui concerne son alimentation, la composante tangentielle à la paroi du terme de gravité et le cisaillement par le gaz pour son transport, l'évaporation pour ce qui concerne sa disparition, et enfin les termes de transfert thermique vers le gaz et la paroi. Dans le cadre de cette étude, les phénomènes thermiques ne seront pas considérés. Lors des premières simulations, ce module ne prenait pas en compte le terme d'étalement lié à l'action de la gravité (composante normale à la paroi).

⁵ Calcul d'Écoulements (Diphasiques) (Réactifs) pour l'Énergétique

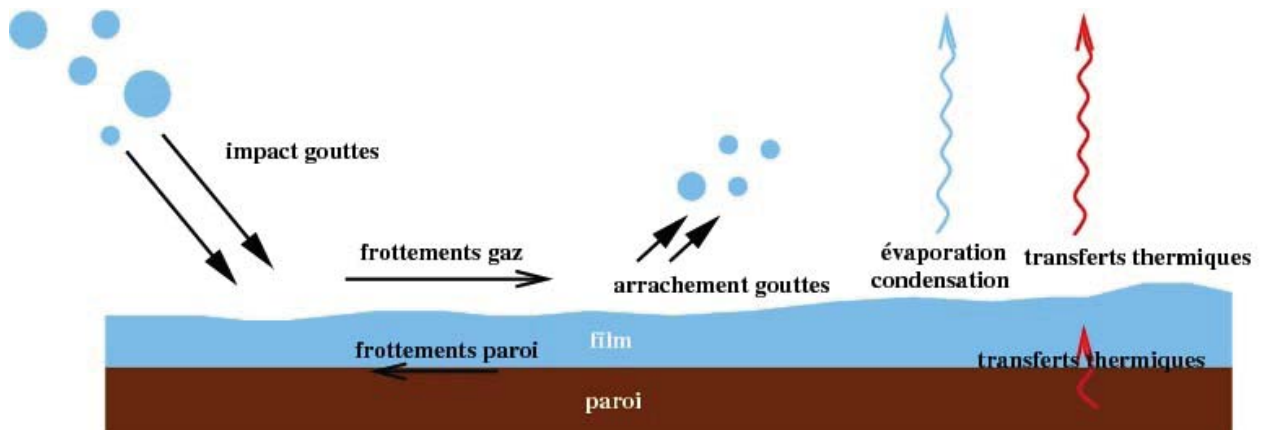


Figure 0-2 : Schéma des échanges entre le film et l'écoulement gazeux ou dispersé

Pour traiter la partie dynamique, deux modèles sont disponibles :

- Modèle à une équation ($Re_{\text{film}} \leq 10^2$: « Lubrification »). Dans ce cas, seule la conservation de la masse est résolue par la méthode des volumes finis. Cela permet d'obtenir l'épaisseur du film. La vitesse est déduite à posteriori à partir de l'épaisseur en supposant un équilibre local.
- Modèle à deux équations ($Re_{\text{film}} \leq 10^3$: « St Venant »). Ce modèle est basé sur la résolution de conservation de la masse et de la quantité de mouvement avec comme inconnues, l'épaisseur et la vitesse débitante.

Ce chapitre vise donc à vérifier la pertinence des modèles implémentés dans ce solveur ainsi que le bon fonctionnement de l'ensemble de la chaîne de calcul (notamment le couplage entre les différents modèles). Pour cela, tout d'abord, l'écoulement dans la conduite droite est simulé et, enfin, les résultats de ces simulations numériques sont confrontés à la base de données expérimentales.

H - SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE DISPERSÉ AVEC LE CODE CEDRE

Plusieurs méthodes peuvent être mise en œuvre pour réaliser une simulation nécessitant l'utilisation de plusieurs solveurs. La plus simple consiste à réaliser un couplage séquentiel « approche stationnaire one way coupling ». Cette première méthode consiste à calculer dans un premier temps un champ aérodynamique seul qui s'obtient à l'aide du module CHARME (les modèles relatifs à la phase gazeuse). Une fois que ce champ est convergé, le module SPARTE (les modèles relatifs à la phase dispersée) est activé pour calculer la trajectoire des gouttes issues de l'injection et déterminer les taux d'impact sur la paroi du tube. Ce champ ainsi obtenu permet de déterminer localement les termes sources pour le module FILM (les modèles liés à la résolution du film liquide) qui est activé en dernier. Dans cette approche dite "stationnaire", aucun couplage rétroactif du film et des gouttes n'est réalisé sur la phase gazeuse. Une deuxième méthode plus précise mais plus coûteuse en temps de calcul aurait pu être suivie. Dans le cas de cette deuxième approche pseudo-stationnaire dite « two way coupling », la démarche à suivre aurait été la suivante : le calcul aérodynamique est activé sur un certain nombre de pas de temps. Ensuite, un calcul de trajectoire est réalisé sur une durée limitée pour déterminer les termes sources pour la phase gazeuse et pour le film. Le solveur FILM est ensuite utilisé et de nouveaux termes sources sont déterminés pour la phase gazeuse et la phase dispersée. Cette procédure est répétée jusqu'à convergence du calcul complet.

Cette deuxième approche « pseudo-stationnaire » à l'avantage de prendre en compte tous les rétro-couplages. Dans la configuration étudiée, la fraction volumique globale injectée (entre $5 \cdot 10^{-4}$ et $1,5 \cdot 10^{-3}$) justifierait un calcul « two-way coupling » comme le montre la Figure H-1. A noter que ceci concerne principalement la zone d'injection. En effet, très rapidement, une grande partie du liquide se dépose en paroi et une approche « One way coupling » peut être alors suffisante.

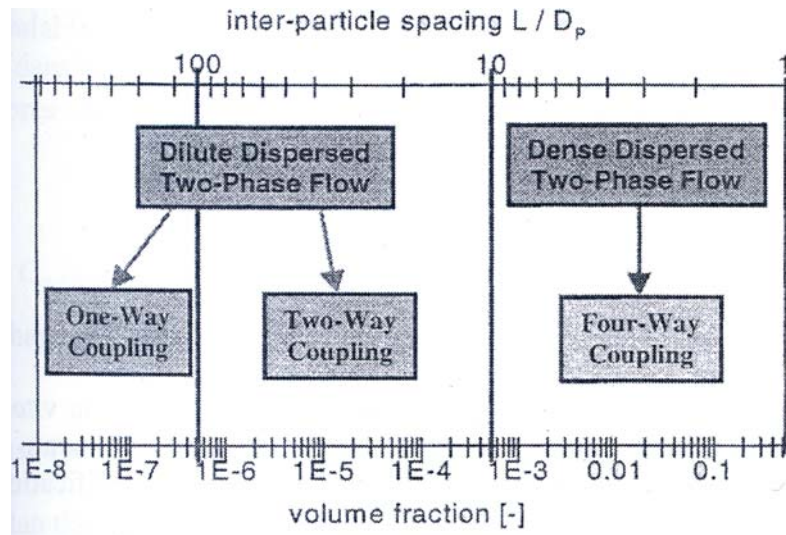


Figure H-1 : Critère de choix pour la méthode de couplage devant être utilisée lors d'un calcul à phase dispersée (Lavergne (2010))

Cependant, afin de limiter le temps des calculs et définir les bons paramètres, la première méthode « stationnaire one-way coupling » est suivie.

H - 1. Calcul du champ gaz avec le solveur CHARME

H - 1. 1. Mise en place des conditions initiales numériques

Dans sa version utilisée, le code CEDRE ne permet pas d'imposer un profil de vitesse et de pression à l'entrée du domaine. Aussi une autre procédure est choisie pour obtenir un écoulement turbulent pleinement développé à l'amont du point d'injection. Pour ce faire, un canal de 40 D est simulé. Cette conduite possède une zone d'initialisation de 30 D (qui permet la convergence spatiale) et une zone utile de 10 D. L'injection est réalisée à 32 D de la section d'entrée du domaine, soit à 2D de l'entrée de la zone utile. Le maillage comprend 480 000 mailles (soit 120 000 mailles dans la zone utile).

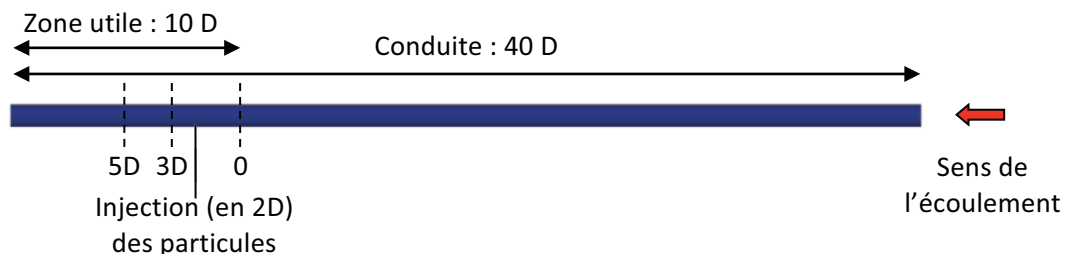


Figure H-2 : Schématisation de la conduite pour les simulations numériques

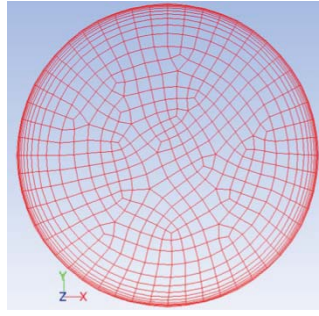


Figure H-3 : Maillage d'une section de la conduite

La distance à la paroi est fixée de façon à ce qu'elle vérifie $y^+ > 30$ ($y^+ = u_\tau \cdot y/\nu$ où u_τ est la vitesse de frottement). Ceci permet d'utiliser une loi de paroi classique de type logarithmique. Le calcul de la phase porteuse est réalisé avec un **schéma implicite d'ordre 2 en temps et en espace**. Un **modèle de type $k - \ell$** est utilisé pour prendre en compte la turbulence. Les calculs sont menés pour les deux configurations d'écoulement réalisées avec la buse TX26 et **un débit d'eau de 110 l.h⁻¹**. **Les vitesses respectives sont égales à 10,4 m.s⁻¹ et 33,9 m.s⁻¹** qui correspondent à des nombres de Reynolds respectifs de 33 000 et 109 000. A l'entrée du calcul, un profil uniforme est imposé en vitesse. L'échelle de turbulence ℓ initiale est fixée à 0,07 fois le diamètre de la conduite soit 0.0035 m. La valeur k est, elle, déterminée à partir d'une intensité de turbulence I .

$$k = 1,5 * (U_0 * I)^2 \quad (\text{H-1})$$

$$I = 0,16 * Re^{-\frac{1}{8}} \quad (\text{H-2})$$

Ce calcul donne : $k = 0,3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ pour le cas à 10,4 m.s⁻¹ et $k = 2,5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ pour le cas à 33,9 m.s⁻¹.

Le pas de temps du calcul CHARME est pris comme étant égal à 10^{-4} (commun pour les deux cas) Cependant le calcul étant implicite, le pas de temps pourrait être plus grand. Le pas de temps choisi représente le temps que met le gaz pour traverser une cellule. Dans le cas présent, cette longueur est fixé à 3 mm, ainsi :

$$t_{CHARME_{10,4}} = \frac{3 \cdot 10^{-3}}{10,4} = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ s} \quad \text{si } U_0 = 10,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{H-3})$$

$$t_{CHARME_{33,9}} = \frac{3 \cdot 10^{-3}}{33,9} = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ s} \quad \text{si } U_0 = 33,9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{H-4})$$

Le temps total nécessaire au calcul gaz est au minimum défini par le temps qu'il faut pour qu'un élément gaz traverse l'ensemble de la conduite (40 D soit 2 m)

$$\Delta t_{CHARME_{10,4}} = \frac{2}{10,4} = 0,2 \text{ s} \quad \text{si } U_0 = 10,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{H-5})$$

$$\Delta t_{CHARME_{33,9}} = \frac{2}{33,9} = 0,06 \text{ s} \quad \text{si } U_0 = 33,9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{H-6})$$

En pratique, il est conseillé de poursuivre le calcul au-delà de ce temps minimum et de vérifier la convergence en comparant l'évolution de la solution en fonction du nombre de pas de temps, ce qui correspond à quelques retournements.

H - 1. 2. Validations du champ aérodynamique

Un champ aérodynamique est considéré convergé lorsque plusieurs paramètres de ce champ n'évoluent pas avec un nombre d'itérations supplémentaire (convergence temporelle). De plus, dans le cas présent, il est nécessaire qu'il soit pleinement développé en entrée de la zone "utile" comprenant le point d'injection et la partie aval. Cela signifie qu'il n'évolue plus spatialement dans cette zone hormis la pression. Il est rappelé que la longueur 30 D en amont de la zone utile assure cette dernière condition. Cependant, une mauvaise résolution au niveau du maillage peut admettre un résultat convergé et pleinement développé alors que l'accord avec la littérature n'est pas

respecté. Ainsi une convergence en maillage est nécessaire pour une convergence spatiale en accord avec la littérature.

Pour vérifier ces diverses convergences, les différents paramètres suivis sont :

- le profil de vitesse,
- le profil de turbulence,
- le taux de cisaillement en paroi.

H - 1. 2. 1. Validation du profil de vitesse et du profil de turbulence

Après les tests de convergence, un maillage avec un raffinement dans la couche limite est proposé. C'est celui-ci qui sera décrit dans cette section. Les profils de vitesse et d'intensité turbulente obtenus à 30 D de la section d'entrée du domaine de calcul pour les deux conditions d'essai sont représentés de la Figure H-4 à la Figure H-7. Les profils de vitesse sont comparés aux résultats de Laufer (1953) obtenus pour des nombres de Reynolds équivalents (50 000 et 500 000) et avec une corrélation donnée par Comolet (1982). Dans ce cas, le profil est divisé en quatre zones, dans laquelle est définie une équation par parties comme le montrent les équations ci-dessous :

$$0 \leq y^+ < 5 ; \quad \frac{U(y)}{U_\tau} = y^+ = \frac{y * U_\tau}{\nu} \quad (\text{H-7})$$

$$5 \leq y^+ < 30 ; \quad \frac{U(y)}{U_\tau} = 14,54 * \tanh\left(\frac{y^+}{14,54}\right) \quad (\text{H-8})$$

$$30 \leq y^+ \text{ \& \; } \frac{y}{R} < 0,2 ; \quad \frac{U_{axe} - U(y)}{U_\tau} = -5,65 * \log\left(\frac{y}{R}\right) + 1,2 \quad (\text{H-9})$$

$$30 \leq y^+ \text{ \& \; } 0,2 < \frac{y}{R} ; \quad \frac{U_{axe} - U(y)}{U_\tau} = 7,2 * \left(1 - \frac{y}{R}\right)^2 \quad (\text{H-10})$$

La vitesse sur l'axe est donnée par la relation suivante :

$$\frac{U_0}{U_{axe}} = 0,71 + 0,1 \sqrt{\log\left(\frac{Re}{4200}\right)} \quad (\text{H-11})$$

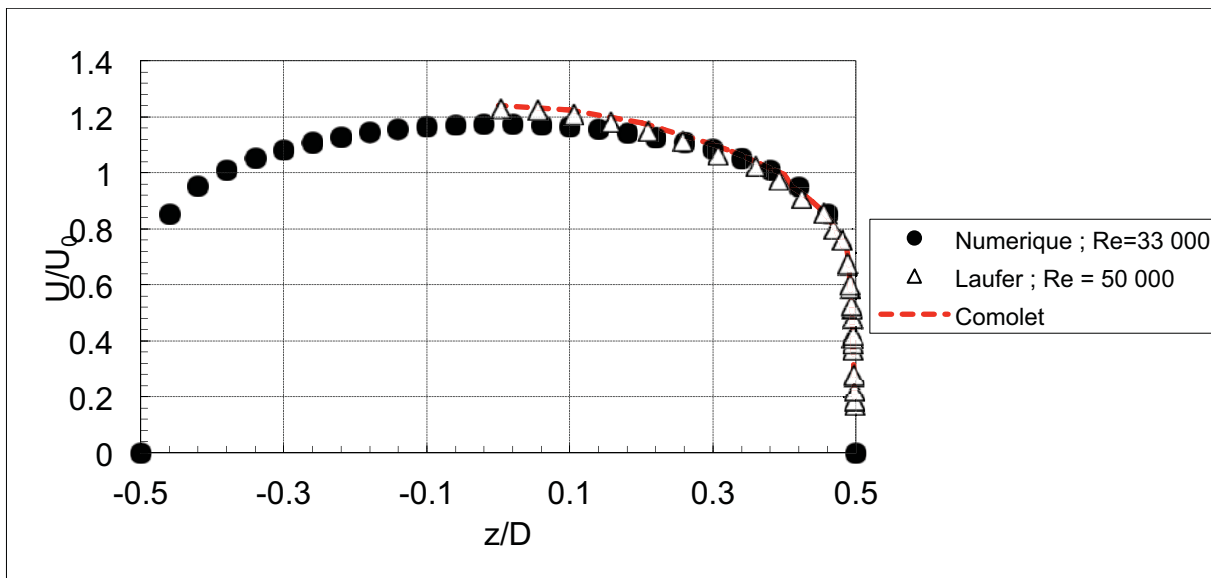


Figure H-4 : Profil de vitesse longitudinal obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$)

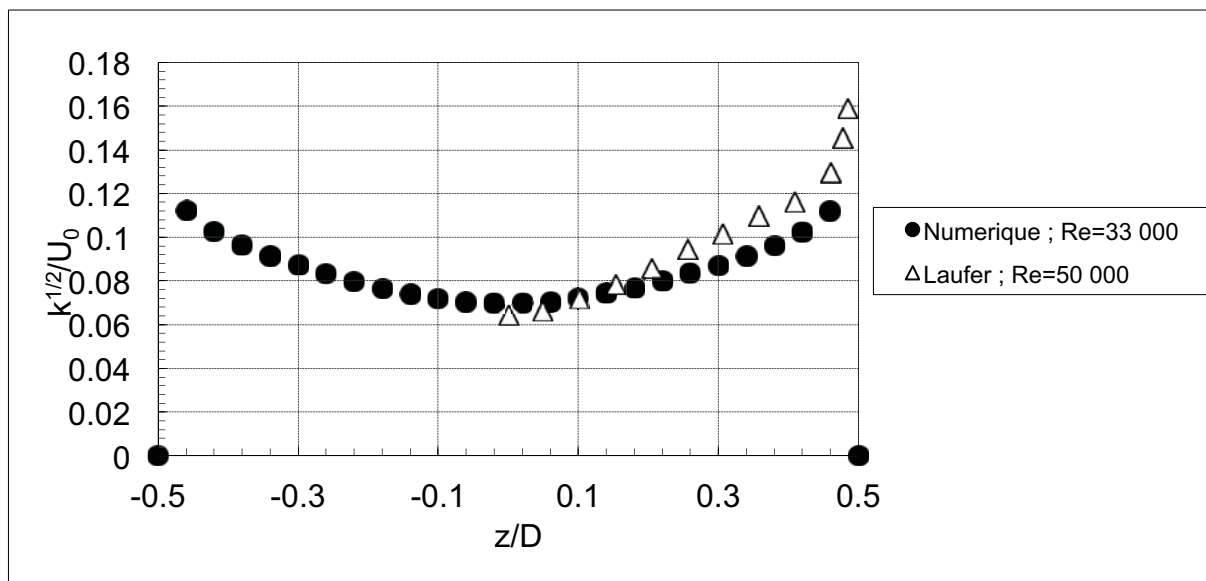


Figure H-5 : Profil d'énergie turbulente obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$)

Pour les deux conditions de calcul, les profils obtenus à l'amont du point d'injection sont très proches des profils mesurés par Laufer (1953) ou calculés par les formules de Comolet (1982). Ces profils sont légèrement plus plats en particulier pour le cas à plus bas Reynolds. Sur les profils de k , un résultat satisfaisant est obtenu pour $10,4 \text{ m.s}^{-1}$. Pour le deuxième cas de calcul, le nombre de Reynolds étant de 109 000, les courbes sont encadrées par les courbes théoriques de Laufer (1953) avec un nombre de Reynolds de 50 000 et 500 000. Les résultats sont également satisfaisants.

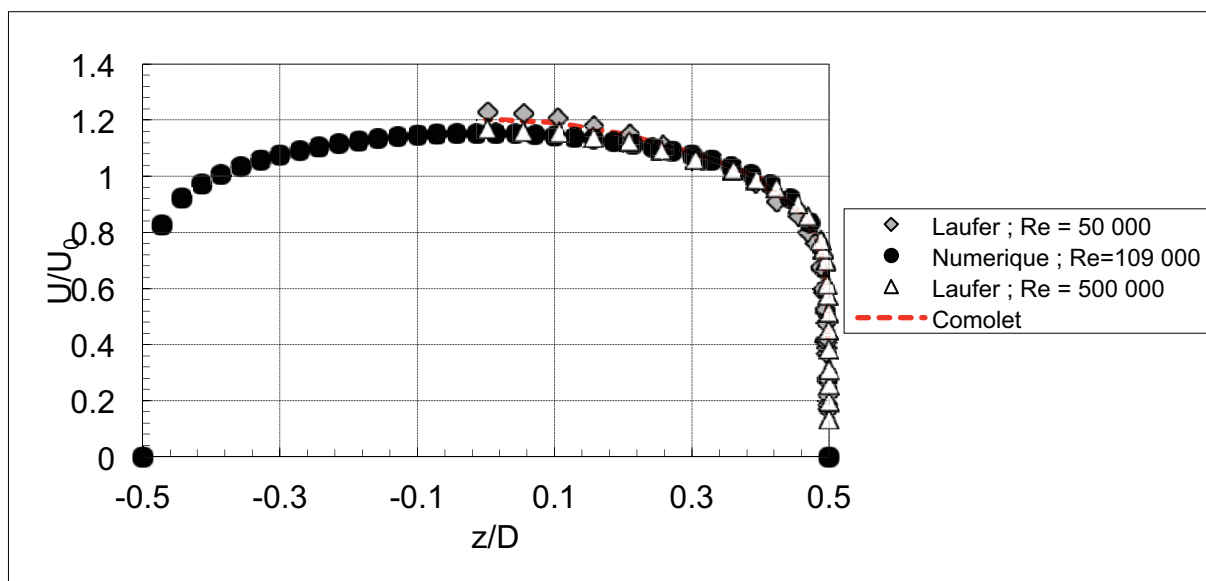


Figure H-6 : Profil de vitesse longitudinal obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$)

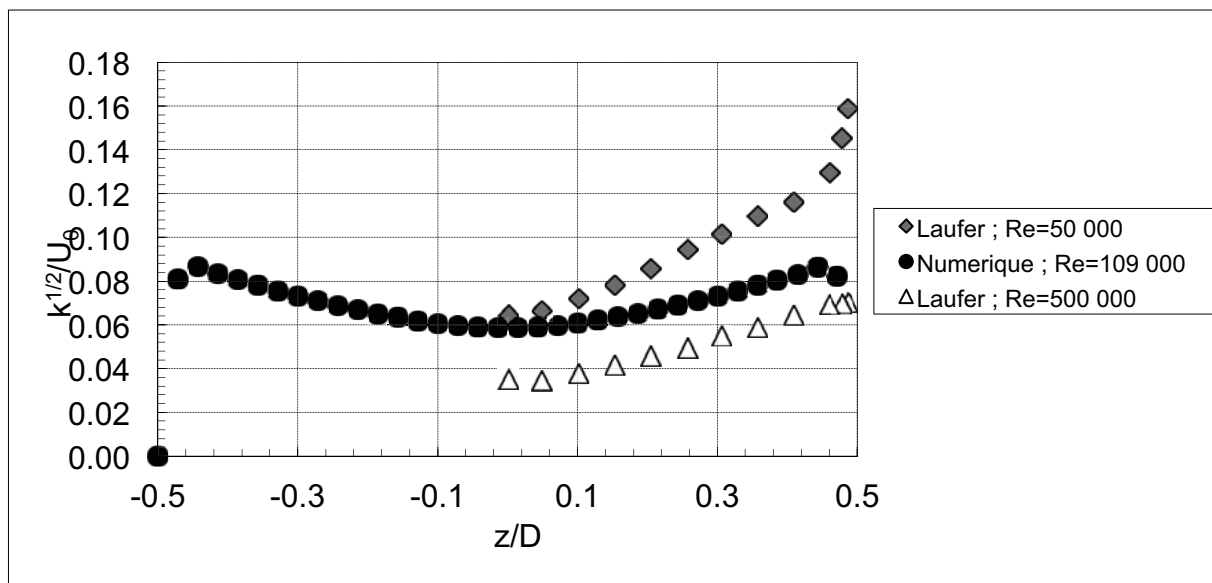


Figure H-7 : Profil d'énergie turbulente obtenu à l'amont du point d'injection ($U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$)

H - 1. 2. 2. Taux de cisaillement en paroi

Il est montré dans la partie bibliographique (B - 3. 2. 2) que le cisaillement en paroi peut s'exprimer de façon théorique sous la forme :

$$\tau_p = \frac{1}{2} f_g \rho U_0^2 \quad (\text{H-12})$$

Et le coefficient de friction f_g s'écrit à l'aide de la relation de Blasius :

$$f_g = \frac{0.3164 Re^{-0.25}}{4} \quad (\text{H-13})$$

Les valeurs obtenues avec les simulations numériques sont présentées dans le Tableau H-1.

$\tau_p \text{ (N.m}^{-2}\text{)}$	Re = 33 000	Re = 109 000
Blasius	0,387	3,06
Simulation	0,401	3,40

Tableau H-1 : Comparaison entre le taux de cisaillement théorique et le taux de cisaillement obtenu à l'aide des simulations

L'ensemble de ces résultats, obtenu au bout de 90 000 itérations soit 9 secondes, n'évolue plus en augmentant le nombre d'itérations.

H - 2. Calcul du champ de gouttes avec le solveur SPARTE

En ce qui concerne la phase dispersée, les conditions d'entrées sont fournies par le fichier d'injection généré à la section E - 3. Un calcul stationnaire des trajectoires des gouttes issues de l'injection est réalisé avec le solveur SPARTE. Un **modèle de dispersion turbulente de type Langevin-2** est activé. Ce modèle est décrit dans l'annexe A 1-3 et possède l'avantage de prendre en compte la turbulence due à la phase gazeuse sur la trajectoire des gouttes. Cette influence agit plus particulièrement sur la trajectoire des petites gouttes et donc sur leur point d'impact.

Par ailleurs, d'après les résultats établis en F - 2. 1. 3, l'interaction gouttes/paroi est de type dépôt. Ainsi, **un dépôt systématique des gouttes qui impactent la paroi est imposé**. Ce paramètre permet de déterminer directement les taux d'impact sur la paroi du tube et les quantités de mouvement associées. Le modèle d'atomisation secondaire n'est également pas activé puisque, dans cette même section, il est montré que le nombre de Weber associé à la goutte est inférieur au nombre de Weber critique. Par ailleurs la fraction volumique de gouttes ne justifie pas l'utilisation d'un modèle de collision pris en compte lors d'une approche « Four way coupling ». Celui-ci ne sera donc pas activé.

De plus, il est possible de faire varier le nombre d'injecteurs ainsi que le nombre de particules par injecteur. Il a été vu dans la section F - 2. 1. 3 que les impacts (et la majeure partie du débit impactant) sont essentiellement concentrés juste après l'injection et qu'une augmentation du nombre d'injecteurs n'aurait que très peu d'influence sur cette zone. Par contre, une étude de convergence en particules permet de mettre en évidence que **le nombre optimal est de 50 particules par injecteur**. Cette étude est menée conjointement avec le solveur FILM (décrit dans la section suivante) puisque le critère de convergence est fixé par l'évolution du débit cumulé et de la distribution en épaisseur du film liquide.

Nombre de particules par injecteur	1	50	100	500
Débit impactant cumulé en l.h^{-1} (X = 3D)	107,84	107,80	107,79	107,80
Débit impactant cumulé en l.h^{-1} (X = 5D)	108,07	107,98	107,98	107,98

Tableau H-2 : Étude de la convergence en nombre de particules à l'aide des débits impactant cumulés pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_o=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

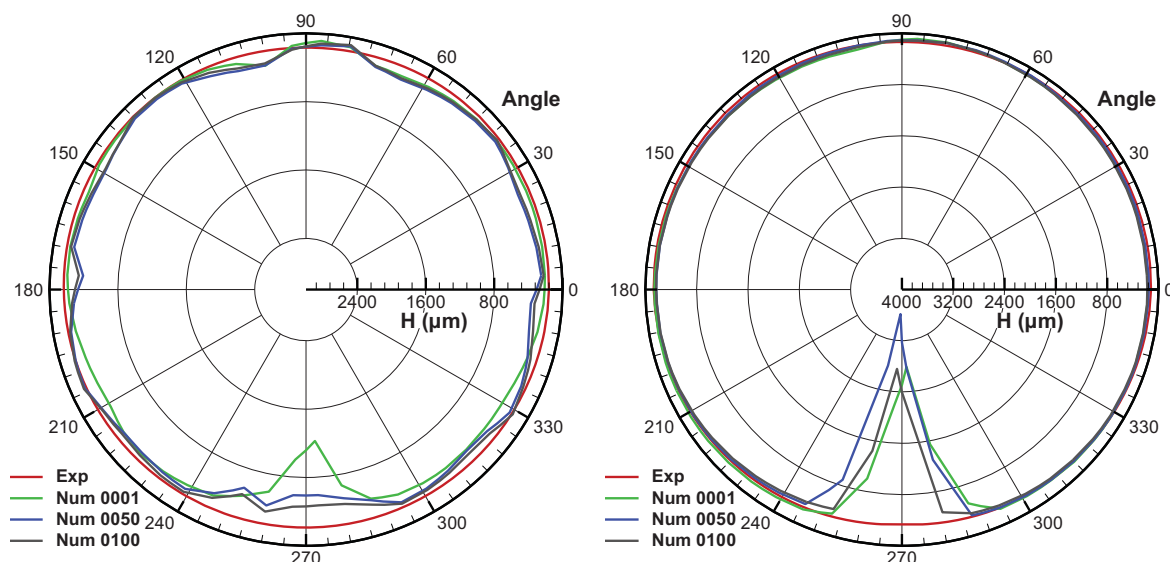


Figure H-8 : Distribution azimutale de l'épaisseur du film calculée en 3D et en 5D pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_o=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

H - 3. Calcul du champ film avec le solveur FILM

H - 3. 1. 1. Méthode numérique pour le solveur FILM

Un maillage 2D pour le solveur FILM est obtenu directement à partir du maillage 3D utilisé précédemment. En effet le maillage surfacique est créé à partir des faces des volumes tangents à la paroi. A l'aide des taux d'impact et des quantités de mouvement associées, termes sources du solveur FILM, ce dernier calcule l'épaisseur et le débit d'un film liquide en paroi dans l'ensemble des cellules adjointes aux parois du tube. Le calcul des flux se fait à l'aide d'un schéma décentré. Ceci implique, de fait, que l'information n'est transmise que dans une seule direction. Ainsi, le terme d'étalement lié à la composante normale à la paroi de la gravité n'est pas pris en compte par un tel schéma numérique, puisque ce terme impliquerait la création d'onde de surface où l'information doit se propager dans deux directions. En revanche, le terme de gravité tangentiel à la paroi est pris en compte.

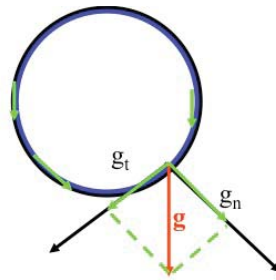


Figure H-9: Composantes normale et tangentielle de la gravité appliqués à un élément fluide du film liquide en paroi

En ce qui concerne le pas de temps de FILM, il est calculé de façon à ce que le film ne traverse pas plus d'une cellule (du maillage surfacique en paroi) par itération. Le calcul étant explicite, le solveur contrôle le pas de temps FILM par CFL. Le CFL est fixé à 0,5 dans le cas présent.

Enfin, le calcul film est considéré comme convergé lorsque le débit de film sortant de la conduite est égal au débit impactant cumulé sur l'ensemble de la conduite.

Au bout de 60 s, le débit impactant cumulé égal à 98 % est du même ordre de grandeur que celui sortant du domaine de calcul comme l'indique la Figure H-10.

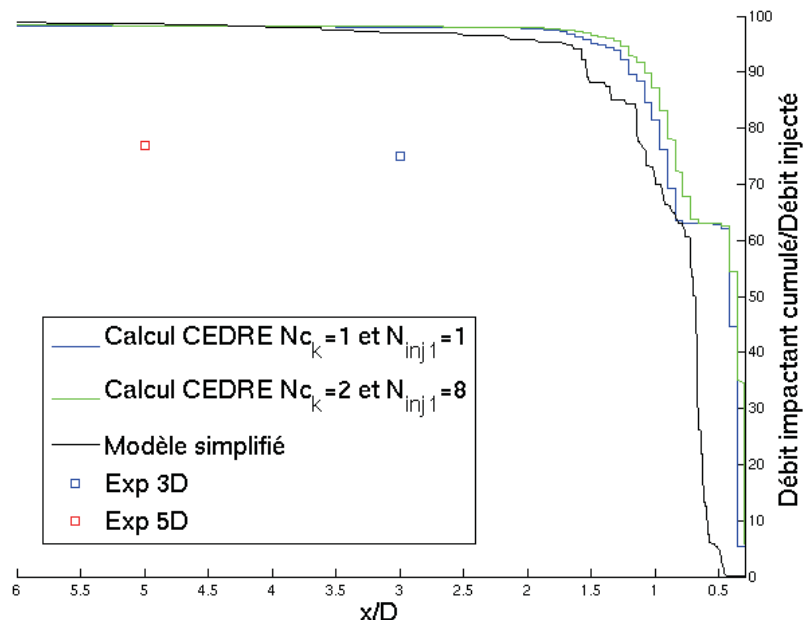


Figure H-10: Comparaison des débits issus des impacts de gouttes obtenus avec le code CEDRE pour deux distributions d'injecteurs numériques ([1 cercle par couronne avec 2 injecteurs sur le premier cercle] et [2 cercles par couronne avec 8 injecteurs sur le premier cercle]) avec le modèle simplifié et les débits expérimentaux

Buse TX26 $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ $U_0 = 33.9 \text{ m.s}^{-1}$		Expérimental	Calcul CEDRE	Modèle simplifié (cf. F - 2. 2. 1)
Débit impactant	3D	82,1 (l.h^{-1}) soit 74,6 %	107,8 (l.h^{-1}) soit 98,0 %	106,6 (l.h^{-1}) soit 97%
	5D	85,2 (l.h^{-1}) soit 77,5 %	107,98 (l.h^{-1}) soit 98,2 %	108,6 (l.h^{-1}) soit 98,7%

Tableau H-3 : Comparaison des débits de film liquide en 3D et 5D entre les mesures, le calcul CEDRE et le modèle simplifié pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_0 = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

En comparant les débits obtenus sur le Tableau H-3, il apparaît une surestimation des débits. Cependant, il faut noter que ni le rétro-couplage des gouttes sur le gaz, ni le rétro couplage du film sur les gouttes (atomisation) ainsi que le film sur le gaz (effet sur la contrainte de cisaillement qui influence directement sur l'épaisseur de film) n'est pris en compte.

H - 3. 1. 2. Résultats préliminaire obtenu avec le solveur FILM

Une visualisation du film obtenue pour la configuration à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$ est présentée sur la Figure H-11. La simulation reproduit correctement la zone d'impact, la formation du film et le ruissellement plus en aval. L'effet de gravité provoque le transport du liquide du haut vers le bas de la conduite. Ceci se traduit par une surépaisseur en bas de conduite.

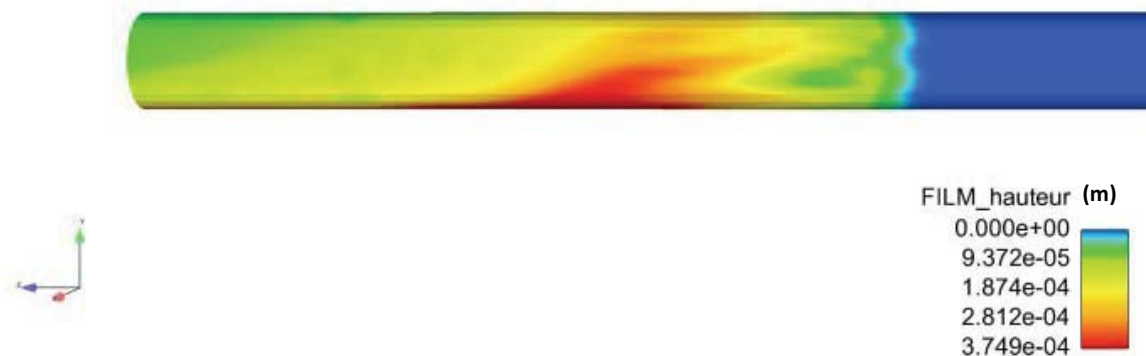


Figure H-11 : Visualisation de l'épaisseur du film calculée entre le point d'injection et la sortie du domaine de calcul pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_o = 33,9 \text{ m.s}^{-1}$

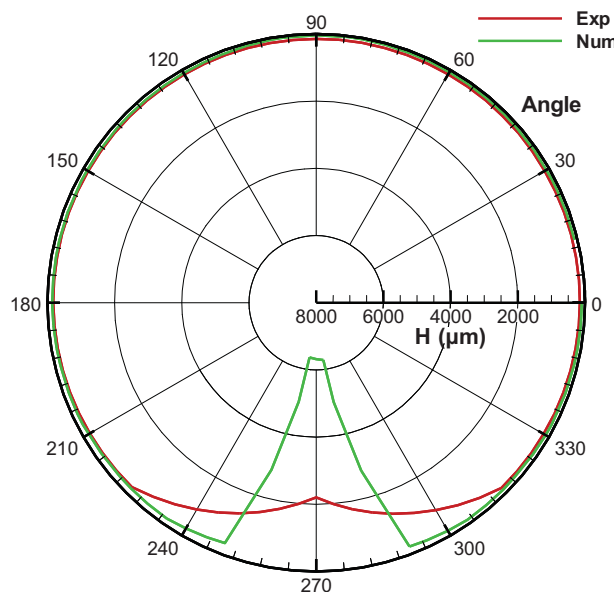


Figure H-12 : Comparaison entre les distributions azimutales de l'épaisseur calculée et mesurée à 3D du point d'injection pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e = 110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_o = 10,4 \text{ m.s}^{-1}$

D'un point de vue plus quantitatif, il est possible de comparer les distributions azimutales obtenues expérimentalement et numériquement aux sections de mesure. Bien que cette comparaison fasse l'objet de la section suivante, elle est toutefois nécessaire pour valider la méthodologie et les choix utilisés lors du calcul avec le solveur FILM. Cette comparaison est représentée sur la Figure H-12 pour la vitesse à $10,4 \text{ m.s}^{-1}$ et la Figure H-13 pour la vitesse à $33,9 \text{ m.s}^{-1}$. Sur ces deux figures, si l'ordre de grandeur des épaisseurs est bien retrouvé par le calcul sur la majeure partie de la conduite, une forte surestimation de cette valeur est obtenue en bas de conduite. Ce dysfonctionnement peut être dû à la non prise en compte du terme d'étalement dans les équations de quantité de mouvement indiquées précédemment.

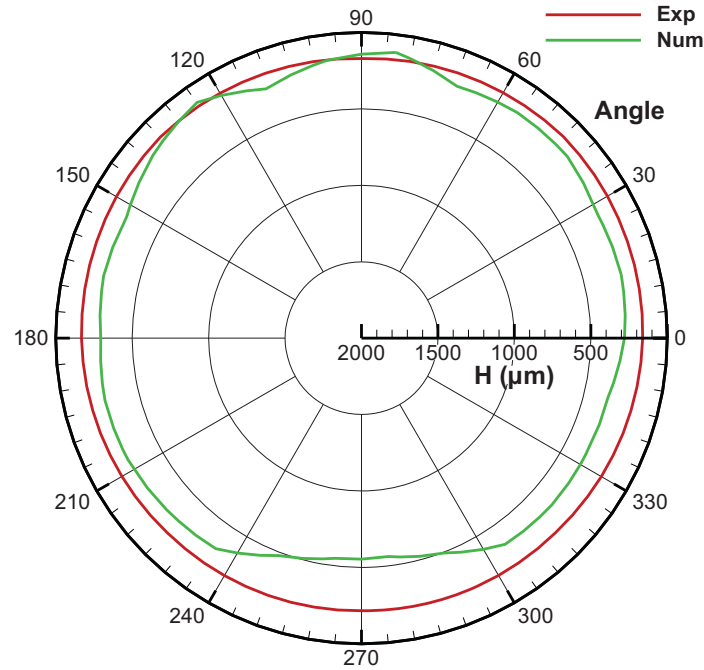


Figure H-13 : Comparaison entre les distributions azimutales de l'épaisseur calculée et mesurée à 3D du point d'injection pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $U_o=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Afin d'étudier uniquement l'effet du cisaillement sur le résultat, des simulations sont réalisées en imposant une accélération gravitationnelle nulle. Les distributions obtenues dans le cas à plus forte vitesse sont présentées sur la Figure H-14. Des oscillations en épaisseur sont observées. Celles-ci peuvent être dues à des positions d'impact privilégiées qui peuvent être engendrées par un nombre insuffisant d'injecteurs. Ceci est particulièrement sensible lorsque la gravité n'est pas prise en compte. En effet, ce test est effectué de façon à observer seulement l'influence du taux de cisaillement. Ce test montre que les épaisseurs calculées sont plus importantes que celles mesurées. Cependant, il est rappelé que les débits de film sont surestimés.

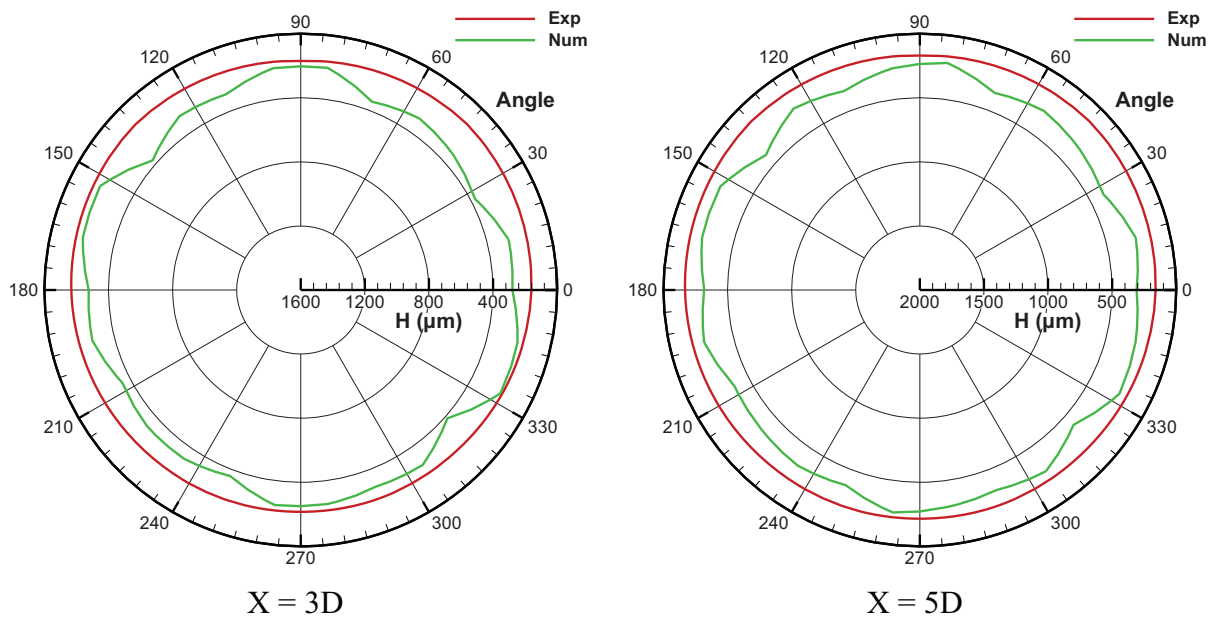


Figure H-14 : Comparaison entre les distributions azimutales de l'épaisseur calculée et mesurée à 3D et 5D du point d'injection sans prise en compte de la gravité pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

H - 3. 1. 3. Résultats liés au schéma de Roe

Le terme d'étalement $\rho_l \cdot g_n \cdot \delta \cdot \frac{\partial \delta}{\partial z}$ résulte de la force de gravité normale à l'interface gaz/liquide. Il intervient d'une façon prépondérante dans la partie basse de la conduite. Lorsque le nombre de Froude⁶ est inférieur à 1, la prise en compte de ce terme rend la résolution instable et un schéma particulier doit être utilisé. C'est pourquoi, pour intégrer ce terme, un schéma de Roe pour calculer les flux est implémenté dans le solveur FILM. L'implémentation de ce terme dans le solveur FILM a fait l'objet d'un stage Master 2 réalisé par Consigny (2011). Ce schéma est tout d'abord testé sur une configuration simple : une colonne d'eau qui s'étale dans un récipient. Au départ, le liquide est sous forme d'une marche et à $t=0$, le liquide est lâché.

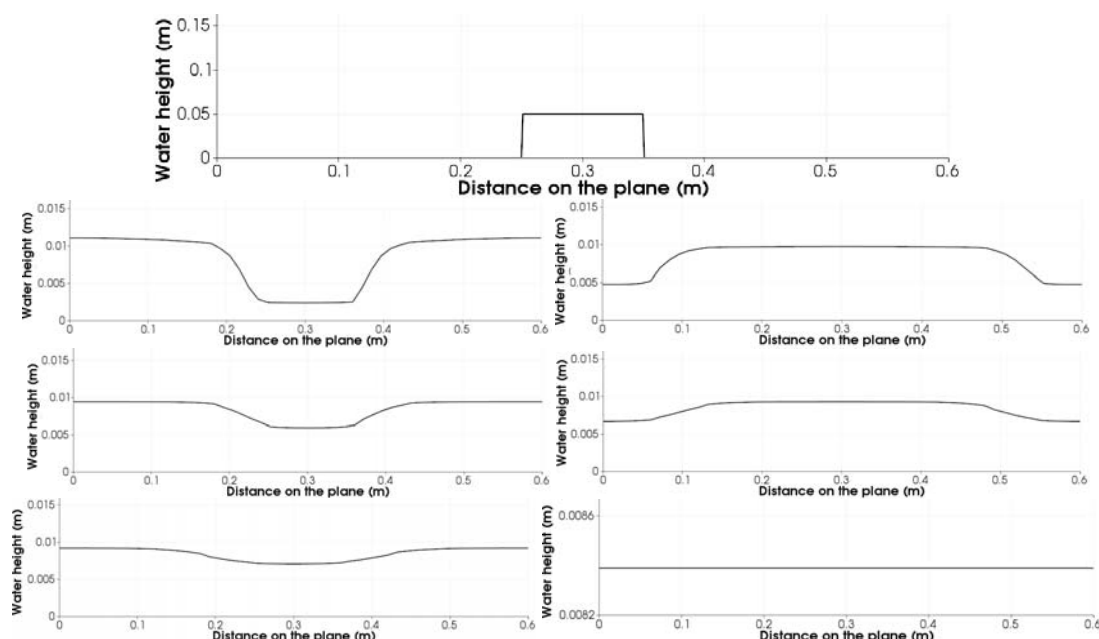


Figure H-15 : Séquence de hauteur de film obtenu avec le schéma de Roe à différents temps de simulation 0 s, 1 s, 2 s, 3 s, 4 s, 5 s et 100 s [en lisant de gauche à droite et de haut en bas] d'après Consigny (2011)

Ce premier test montre que les vagues sont bien prises en compte avec le schéma de Roe puisque le schéma décentré laisse la colonne d'eau intacte. De plus, ce test montre également que le schéma de Roe est stable puisque les vagues ne sont pas amplifiées.

L'application du nouveau schéma est réalisée dans un premier temps en faisant varier le nombre de particules injectées par injecteur numérique (Figure H-16). Ce test montre que le résultat est moins sensible à ce nombre de particules qu'avec le schéma décentré. A 5D aucune influence n'est obtenue. En comparant les résultats obtenus avec les deux schémas (Figure H-17), il est clair que l'application du schéma de Roe améliore sensiblement le résultat de la simulation.

⁶ Pour rappel, $Fr = \frac{U}{\sqrt{g \cdot \delta}}$ où le dénominateur représente la vitesse de propagation des ondes sur l'interface.

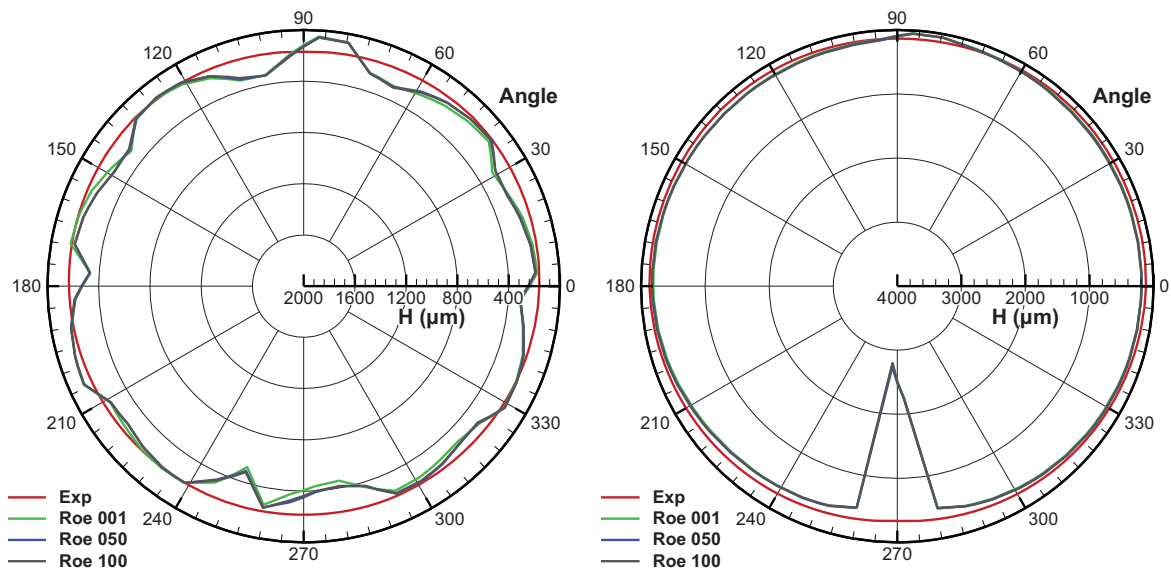


Figure H-16 : Distribution azimuthale de l'épaisseur du film avec le schéma de Roe calculée en 3D (à gauche) et en 5D (à droite) pour différents nombre de particules par injecteurs pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

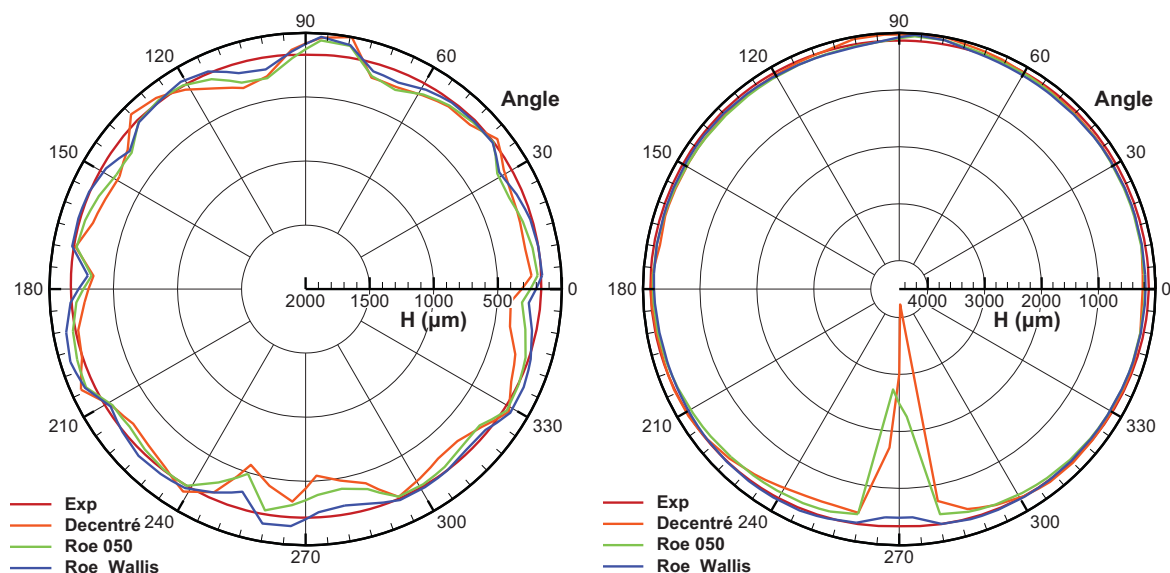


Figure H-17 : Comparaison des distributions azimuthales de l'épaisseur du film entre les résultats expérimentaux, les différents schémas numériques et le calcul réalisé avec la corrélation de Wallis calculée en 3D (à gauche) et en 5D (à droite) pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

Toutefois une surépaisseur existe toujours en partie basse de la conduite. Ceci peut être du à une mauvaise prise en compte du cisaillement. En effet il a été montré dans l'étude bibliographique que celui-ci augmentait en présence d'un film. Cette prise en compte n'étant pas disponible localement dans la version actuelle du code, un calcul avec une correction globale calculée à partir de la relation de Wallis et tenant compte d'une épaisseur moyenne obtenue expérimentalement ($300 \mu\text{m}$), a été appliqué. Cela revient à forcer un $\tau_g=8.568 \text{ N.m}^{-2}$ au lieu de la valeur initiale de 3.06 N.m^{-2} . Cette correction peut être perçue comme la prise en compte de l'effet des « vagues » du film liquide (à l'aide d'une amplitude connue) sur le cisaillement. Cela suggère l'idée de modéliser les « vagues » sous la forme d'une rugosité. Le résultat obtenu est comparé aux mesures sur la Figure H-18. Une bonne estimation des épaisseurs est ainsi obtenue. Deux écarts peuvent être néanmoins notés. En partie basse, l'épaisseur obtenue par le calcul est encore supérieure à celle mesurée. Ceci pourra

être amélioré en calculant une contrainte de cisaillement à partir de l'épaisseur locale qui est supérieure à la valeur moyenne utilisée pour calculer la correction de Wallis. L'autre écart apparaît sur la partie haute de la conduite. Elle est due à la non prise en compte des forces de capillarité.

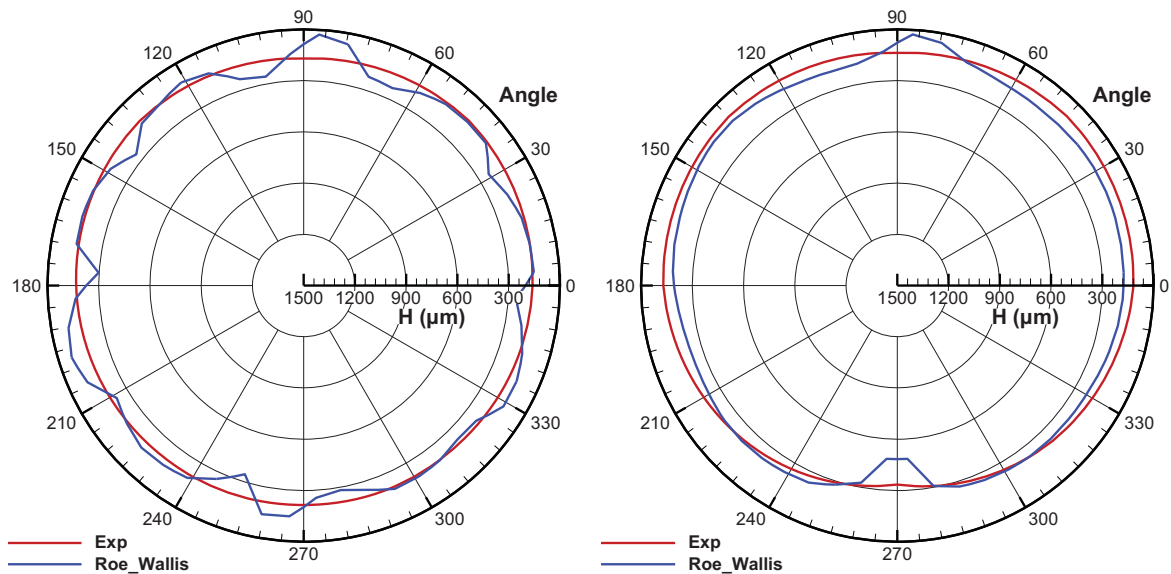


Figure H-18 : Comparaison des distributions azimutales de l'épaisseur du film entre les résultats expérimentaux et le calcul réalisé avec la corrélation de Wallis calculée en 3D (à gauche) et en 5D (à droite) pour la buse à cône creux TX26 avec $Q_e=110 \text{ l.h}^{-1}$ et $V_g=33,9 \text{ m.s}^{-1}$

H - 4. Conclusions sur les simulations numériques

Les travaux numériques réalisés dans le cadre de cette thèse sont les premiers calculs de validation d'un code en cours de développement. Qualitativement ce code permet de reproduire un certain nombre de phénomènes observés expérimentalement. Ainsi le phénomène de dépôt et de gravité est globalement bien reproduit. Il a été montré qu'il est important de tenir compte du terme d'étalement en particulier pour un faible cisaillement d'air. Toutefois sur un plan quantitatif des écarts importants existent. Ainsi le taux de dépôt est fortement surestimé. La comparaison faite entre le calcul complet et le modèle simplifié présenté en section F - 2 semble indiquer que cette surestimation est plutôt liée à la définition des conditions aux limites pour la phase liquide. Toutefois ceci peut être également dû à un effet de confinement de l'écoulement gazeux par l'injection liquide non prise en compte dans un calcul sans rétrocouplage. L'activation d'une approche « two-way coupling » justifiée par la fraction volumique injectée devrait améliorer ce résultat. Par ailleurs il semble que les épaisseurs obtenues soient trop importantes en particulier sur la partie basse. Ceci peut en partie être dû d'une part à la surestimation du débit impactant mais aussi à une sous-estimation du frottement interfacial utilisé dans le modèle actuel. En effet il est considéré que celui-ci est égal au frottement obtenu sur paroi sèche. Or, il a été montré dans l'étude bibliographique que celui-ci augmentait en présence d'un film. Cette prise en compte n'étant pas disponible localement dans la version actuelle du code, un calcul avec une correction globale calculée à partir de la relation de Wallis et tenant compte d'une épaisseur moyenne obtenue expérimentalement, a été appliqué. Une amélioration importante du résultat a été obtenue sur l'épaisseur du film.

Conclusion générale

I - CONCLUSION GÉNÉRALE

Le travail présenté dans cette thèse a pour objectif de valider des simulations numériques d'écoulement de type annulaire/dispersé rencontré lors de procédure de lavage à eau. Ces simulations sont utilisées pour optimiser les procédures industrielles d'injection d'eau (choix de l'injecteur et de sa position, choix des débits d'eau, etc.). Pour réaliser cette validation, il est nécessaire d'avoir accès à des bases de données expérimentales suffisamment complètes et représentatives des conditions expérimentales rencontrées sur un site industriel. Cette problématique fait intervenir un ensemble de phénomènes complexes et des couplages qu'il est nécessaire de modéliser le plus fidèlement possible dans les codes utilisés. La prise en compte des écoulements de type « brouillard » dans des codes numériques a fait l'objet de nombreux travaux depuis plusieurs décennies ce qui rend leur simulation fiable. Par contre le développement de méthodes numériques adaptées aux phénomènes de ruissellement sur paroi est plus récent et son intégration dans des codes industriels est en cours de développement.

Lors de cette thèse, une base de données expérimentale a été mise en place et des premières simulations avec le code CEDRE de l'ONERA ont été réalisées. Une analyse bibliographique a été menée afin de recenser l'ensemble des phénomènes pouvant intervenir et délimiter leurs influences respectives. Un montage expérimental à échelle réduite comprenant une zone d'injection, une conduite cylindrique rectiligne horizontale et un coude à 90°, a été mis en place. Ce dispositif a été défini afin de reproduire les écoulements obtenus en situation réelle. Plusieurs configurations d'écoulement ont été analysées afin d'étudier l'influence de différents paramètres. La caractérisation a nécessité l'utilisation d'un ensemble de techniques expérimentales telles que des mesures d'épaisseur par sonde résistive, des mesures de débit de film par méthode d'aspiration ou des mesures granulométriques par interférométrie Doppler laser.

Une caractérisation détaillée sur un cas de référence a été présentée. Celle-ci comprend une analyse détaillée des différents phénomènes physiques observés (formation du film par impact de gouttes, transport du film par cisaillement et gravité, transport des gouttes par l'écoulement gazeux). Un modèle simplifié de la zone d'injection a permis de discriminer les phénomènes prépondérants rencontrés dans la zone d'injection (Occurrence de phénomènes de fragmentation secondaire, régime d'impact en paroi). Cette analyse a porté sur l'écoulement dans la conduite rectiligne et au passage du coude. Dans ce dernier cas, cette analyse a permis de montrer l'interaction entre un écoulement annulaire dispersé et un écoulement fortement tridimensionnel créé par une singularité. Cette caractérisation a été utilisée pour étudier l'influence des différents paramètres d'écoulement (vitesse d'air, type de buse, pression). Ceci a permis de montrer la répercussion de la vitesse de l'air sur l'influence relative de la gravité par rapport au cisaillement. L'influence de la distribution initiale du liquide dans le brouillard, imposée par le type de buse utilisée, a une influence importante dans la zone de formation du film. Au-delà, cette influence disparaît. Enfin la pression a pour effet de limiter très fortement l'impact des gouttes à la paroi et d'augmenter le cisaillement à l'interface. Ainsi de très faibles épaisseurs de film ont été mesurées.

Les travaux numériques réalisés dans le cadre de cette thèse sont les premiers calculs de validation d'un code en cours de développement. Qualitativement ce code permet de reproduire un certain nombre de phénomènes observés expérimentalement. Ainsi les phénomènes de dépôt et de gravité sont globalement bien reproduits. Il a été montré qu'il est important de tenir compte du terme d'étalement en particulier pour un faible cisaillement d'air. Toutefois sur un plan quantitatif des écarts importants existent. Ainsi le taux de dépôt est fortement surestimé. Ceci peut être dû à un

effet de confinement de l'écoulement gazeux par l'injection liquide non prise en compte dans un calcul sans rétrocouplage.

Pour la suite des travaux, il serait intéressant de pouvoir réaliser des mesures dans le coude pour étudier plus en détail le comportement du film et en particulier son atomisation sur sa paroi interne (position, débit atomisé et taille des gouttes). Une analyse des visualisations à haute cadence, réalisées dans le cadre de cette thèse, pourrait permettre une étude plus approfondie des phénomènes instationnaires liés à la présence des ondes de surface et leur interaction avec l'atomisation dans le coude (fréquence de détaché et taille des paquets liquides).

D'un point de vue numérique, un premier travail consistera à préciser la distribution en débit au niveau de l'injection. En effet le granulomètre « phase doppler » ne permet pas une estimation précise de ces débits. Ceci semble avoir une influence importante sur le débit impactant. L'activation d'une approche « two-way coupling » justifiée par la fraction volumique injectée devrait également améliorer ce résultat. Par ailleurs les simulations réalisées en modifiant le frottement interfacial montrent qu'une prise en compte de l'effet du film sur ce paramètre est nécessaire pour améliorer la qualité des résultats. Une autre perspective consiste à étendre la validation sur la conduite rectiligne aux autres cas étudiés expérimentalement. Enfin l'extension au coude nécessitera tout d'abord d'implanter un modèle de séparation de film dans le code actuel. Celui-ci pourra utiliser des résultats expérimentaux qui seraient obtenus dans le coude. Une simulation de cet écoulement tridimensionnel permettra une validation très complète des différents modèles utilisés pour la phase dispersée et pour le film pariétal et des couplages existant entre ces différents solveurs.

ANNEXE

ANNEXE 1	: MODÈLE DISPONIBLE DANS LE SOLVEUR SPARTE DU CODE CEDRE D'APRÈS ONERA (2007)	181
ANNEXE 2	: INTERACTION GOUTTE – PAROI	189
ANNEXE 3	: SYNTHÈSE DE L'INTERACTION GOUTTE – PAROI	196
ANNEXE 4	: CALCUL DE L'ÉPAISSEUR DU FILM.....	199
ANNEXE 5	: DÉTAILS DE LA MISE EN ŒUVRE DU MODÈLE SIMPLIFIÉ SUR LE CAS TX26 – BASSE VITESSE	201
ANNEXE 6	: DÉTAILS DE LA MISE EN ŒUVRE DU MODÈLE SIMPLIFIÉ SUR LE CAS TG3 – CONE PLEIN.....	207

ANNEXE 1 : MODÈLE DISPONIBLE DANS LE SOLVEUR SPARTE DU CODE CEDRE D'APRÈS ONERA (2007)

A 1-1 Implantation des modèles dans le code CEDRE

Seuls les modèles continus⁷ sur lesquels repose le solveur SPARTE du code ONERA CEDRE sont présentés dans cette partie. SPARTE permet de simuler avec une approche Lagrangienne⁸, le comportement de fines particules sphériques, liquides ou solides, en suspension dans un écoulement gazeux et offre la possibilité de traiter le cas où la phase dispersée est hétérogène, c'est-à-dire composée de particules de types différents (par exemple des particules solides et des gouttelettes ou bien des gouttelettes de natures différentes). Il est donc adapté à cette étude.

Dans la majorité des applications, le nombre de particules dans l'écoulement est bien trop grand pour que le comportement individuel de chacune d'elles puisse être simulé. La phase dispersée est donc décrite de manière statistique par l'intermédiaire de fonctions scalaires f^α (avec $\alpha \in [1, \dots, N]$) qui représentent la densité, dans l'espace des phases, des particules de type α .

Par définition $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{u}, r, T) d\mathbf{x} d\mathbf{v} d\mathbf{u} dr dT$ correspond au nombre moyen (au sens statistique) de particules de type α situées, à l'instant t , dans un volume $d\mathbf{x}$ autour du point de coordonnées \mathbf{x} , dont la vitesse est égale à \mathbf{v} à $d\mathbf{v}$ près, dont le rayon est égal à r à dr près, dont la température moyenne est égal à T à dT près, et enfin qui « voient » une vitesse fluctuante du gaz égale à \mathbf{u} à $d\mathbf{u}$ près.

La forme générale du système d'équations vérifié par les fonctions f_α est la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f^1}{\partial t} + \text{div}_{\mathbf{x}}(\mathbf{v} f^1) + \text{div}_{\mathbf{v}}\left(\frac{\mathbf{F}}{m} f^1\right) + \frac{\partial(\mathcal{R} f^1)}{\partial r} + \frac{\partial(\mathcal{T} f^1)}{\partial T} \\ - \text{div}_{\mathbf{u}}\left(\frac{\mathbf{u}}{\tau_{gp}} f^1\right) - \Delta_{uu} \left(\frac{2k_g}{3\tau_{gp}} f^1 \right) = \sum_{\beta=1}^N Q_{coll}^{1\beta}(f^1, f^\beta) + Q_{frag}^1(f^1) \\ \vdots \\ \vdots \\ \frac{\partial f^N}{\partial t} + \text{div}_{\mathbf{x}}(\mathbf{v} f^N) + \text{div}_{\mathbf{v}}\left(\frac{\mathbf{F}}{m} f^N\right) + \frac{\partial(\mathcal{R} f^N)}{\partial r} + \frac{\partial(\mathcal{T} f^N)}{\partial T} \\ - \text{div}_{\mathbf{u}}\left(\frac{\mathbf{u}}{\tau_{gp}} f^N\right) - \Delta_{uu} \left(\frac{2k_g}{3\tau_{gp}} f^N \right) = \sum_{\beta=1}^N Q_{coll}^{N\beta}(f^N, f^\beta) + Q_{frag}^N(f^N) \end{array} \right. \quad (I-1)$$

où par définition :

- $\mathbf{F}(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{u}, r, T)$ désigne la force agissant sur une particule et $m = \frac{4}{3} \pi \rho_p(T) r^3$ sa masse (en notant ρ_p la densité de la particule) ; l'expression de \mathbf{F} est donnée au paragraphe A 1-2 .
- $\mathcal{R}(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{u}, r, T)$ désigne le taux d'évaporation d'une gouttelette
- $\mathcal{T}(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{u}, r, T)$ est le taux d'échauffement d'une particule

⁷ Les équations discrètes correspondantes et les algorithmes numériques utilisés sont décrits dans l'annexe technique "SPARTE : MÉTHODES NUMÉRIQUES" qui ne sera pas abordée dans ce document.

⁸ Il existe également dans CEDRE un solveur Eulérien pour la phase dispersée intitulé SPIREE

- $k_g(t, \mathbf{x})$ désigne l'énergie cinétique moyenne de la turbulence gazeuse et τ_{gp} l'échelle de temps intégrale de la turbulence vue le long de la trajectoire d'une particule (le modèle de dispersion turbulente est décrit par la suite).
- $Q^{coll}(f, f')$ est un opérateur modélisant les collisions binaires entre particules de type α et particules de type β .
- $Q^{frag}(f)$ est un opérateur modélisant la fragmentation des gouttelettes sous l'effet des forces aérodynamiques.

Pour l'instant, dans SPARTE, les phénomènes de collision ne sont pas pris en compte, si bien que le modèle effectivement retenu est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f^1}{\partial t} + \text{div}_x(\mathbf{v}f^1) + \text{div}_v\left(\frac{\mathbf{F}}{m}f^1\right) + \frac{\partial(\mathcal{R}f^1)}{\partial r} + \frac{\partial(\mathcal{T}f^1)}{\partial T} \\ \quad - \text{div}_u\left(\frac{\mathbf{u}}{\tau_{gp}}f^1\right) - \Delta_{uu}\left(\frac{2k_g}{3\tau_{gp}}f^1\right) = Q_{frag}^1(f^1) \\ \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ \frac{\partial f^N}{\partial t} + \text{div}_x(\mathbf{v}f^N) + \text{div}_v\left(\frac{\mathbf{F}}{m}f^N\right) + \frac{\partial(\mathcal{R}f^N)}{\partial r} + \frac{\partial(\mathcal{T}f^N)}{\partial T} \\ \quad - \text{div}_u\left(\frac{\mathbf{u}}{\tau_{gp}}f^N\right) - \Delta_{uu}\left(\frac{2k_g}{3\tau_{gp}}f^N\right) = Q_{frag}^N(f^N) \end{array} \right. \quad (1-2)$$

A 1-2 Modèle de transport des gouttes

La densité des particules (liquides ou solides) est supposée grande devant celle de la phase gazeuse (effets de masse ajoutée ou de Basset négligeables) de sorte que la force agissant sur une particule peut s'écrire :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_t + \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_i \quad (1-3)$$

où \mathbf{F}_t désigne la force de traînée exercée par le gaz, \mathbf{F}_e est une force extérieure agissant uniformément sur toutes les particules (force de gravité par exemple), et \mathbf{F}_i la force d'inertie qui intervient dans le cas d'un calcul en référentiel tournant. Pour cette étude cette dernière sera négligée.

La force extérieure est donnée par l'expression suivante :

$$\mathbf{F}_e = \frac{4}{3}\pi\rho_p(T_p)r_p^3\mathbf{g} \quad (1-4)$$

où r_p désigne le rayon de la particule considérée, T_p sa température moyenne, $\rho_p(T_p)$ sa densité et \mathbf{g} la densité massique du champ de forces considéré (en m^2s^{-1}).

La force de traînée s'écrit :

$$\mathbf{F}_t = \frac{1}{2}\pi\rho_g r_p^2 C_d \|\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p\| (\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p) \quad (1-5)$$

où \mathbf{U}_g désigne la vitesse moyenne du gaz au point où se trouve la particule, ρ_g sa densité, C_d le coefficient de traînée de la particule, \mathbf{v}_p sa vitesse et enfin $\mathbf{u}_{g@p}$ la vitesse fluctuante du gaz au point où se trouve la particule ; si l'écoulement gazeux est laminaire, $\mathbf{u}_{g@p}$ est nulle, sinon $\mathbf{u}_{g@p}$ est déterminée à l'aide du modèle décrit au paragraphe « dispersion turbulente ».

L'expression précédent est équivalente à :

$$\mathbf{F}_t = \frac{4}{3}\pi\rho_p(T_p)r_p^3 \frac{\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p}{\tau_p} \quad (1-6)$$

où τ_p désigne le temps de relaxation dynamique de la particule défini par :

$$\tau_p = \frac{8\rho_p(T_p)r_p}{3C_d\rho_g\|\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p\|} \quad (1-7)$$

C'est cette dernière relation qui est utilisée dans SPARTE pour le calcul de l'accélération d'une particule.

Trois expressions sont proposées pour le calcul du coefficient de traînée. La plus simple est la loi de Stokes, valable uniquement pour de très petites particules :

$$C_d^S = \frac{24}{Re_p}$$

avec $Re_p = \frac{2\rho_g \|\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p\| r_p}{\mu_g}$, où μ_g désigne la viscosité dynamique du gaz. Elle n'est théoriquement applicable que pour les très faibles valeurs du nombre de Reynolds Re_p .

La seconde loi est celle de Schiller et Nauman (SN). Elle est très précise, à faible nombre de Mach, sur une large gamme de nombres de Reynolds particuliers. Son expression est la suivante :

$$C_d^{SN} = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) & si \ Re_p \leq 1000 \\ 0.445 & si \ Re_p \geq 1000 \end{cases}$$

A 1-3 Prise en compte de la turbulence

Lorsque l'écoulement gazeux est turbulent, la vitesse instantanée du gaz le long de la trajectoire d'une particule, $\mathbf{U}_g^{inst}(t, \mathbf{x}_p(t))$, doit être modélisée à partir de la seule connaissance de la vitesse moyenne du gaz en tout point, $\mathbf{U}_g(t, \mathbf{x})$, et des grandeurs moyennes caractérisant la turbulence, généralement l'énergie cinétique moyenne $k_g(t, \mathbf{x})$ et son taux de dissipation $\varepsilon_g(t, \mathbf{x})$. Selon la démarche habituelle en modélisation de la turbulence, la vitesse du gaz le long de la trajectoire d'une particule se décompose en une vitesse moyenne du gaz au point considéré et une « vitesse fluctuante », notée $\mathbf{u}_{g@p}$, attachée à la particule. Ainsi :

$$\mathbf{U}_g^{inst}(t, \mathbf{x}_p(t)) = \mathbf{U}_g(t, \mathbf{x}_p(t)) + \mathbf{u}_{g@p}(t) \quad (I-8)$$

Dans SPARTE, le modèle retenu pour le calcul de $\mathbf{u}_{g@p}$ est le suivant :

$$d\mathbf{u}_{g@p} = -\frac{\mathbf{u}_{g@p}}{\tau_{gp}} dt + \sqrt{\frac{4k_g}{3\tau_{gp}}} d\mathbf{W}_t \quad (I-9)$$

où τ_{gp} représente le temps d'auto-corrélation de la turbulence le long de la trajectoire de la particule et \mathbf{W}_t le processus de Wiener.⁹

Plusieurs modèles sont proposés pour le calcul de τ_{gp} . Dans le cas du premier modèle, l'effet dit de "croisement de trajectoire"¹⁰ n'est pas pris en compte de sorte que τ_{gp} ne dépend que de l'échelle intégrale temporelle de la turbulence.

L'expression correspondante de τ_{gp} est la suivante :

$$\tau_{gp}^1 = \frac{\ell_g}{\sqrt{\frac{2}{3}k_g}} \quad (\text{Modèle de Langevin})$$

où ℓ_g désigne l'échelle de longueur intégrale lagrangienne de la turbulence gazeuse, liée à k_g et ε_g par l'équation suivante :

⁹ Par définition $W_0 = 0$ et dW_t est une variable aléatoire gaussienne indépendante de $(W_s)_{0 \leq s < t}$, de moyenne nulle, et de variance dt .

¹⁰ c'est-à-dire le fait que la trajectoire d'une particule inertielle ne soit pas confondue avec celle d'une particule de fluide issue du même point

$$\ell_g = C_\mu^{3/4} \frac{k_g^{3/2}}{\varepsilon_g}$$

avec $C_\mu = 0.09$

Pour les particules inertielles, le temps d'auto-corrélation τ_{gp} est en général surestimé par ce modèle. Il est essentiel de tenir compte de l'effet de croisement de trajectoire pour reproduire correctement leur dispersion au sein d'un écoulement turbulent. Pour cela, deux autres modèles sont proposés dans SPARTE. Le premier repose sur l'expression suivante de τ_{gp} :

$$\tau_{gp}^2 = \min \left(\frac{\ell_g}{\sqrt{\frac{2}{3}k_g}}, \frac{\ell_g}{\|\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p\|} \right) \quad (\text{Modèle de Langevin 2})$$

L'échelle de temps $\frac{\ell_g}{\|\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p\|}$ s'interprète physiquement comme une échelle de décorrélation spatiale due au mouvement relatif de la particule par rapport au gaz. Le second modèle est construit dans le même esprit mais utilise une fonction d'interpolation plus régulière. L'expression correspondante pour τ_{gp} est la suivante :

$$\tau_{gp}^3 = \frac{\tau_a}{\sqrt{1 + \beta \left(\frac{\tau_a}{\tau_b} \right)^2}} \quad (\text{Modèle de Langevin 3})$$

où τ_a et τ_b sont définis par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \tau_a = \frac{\ell_g}{\sqrt{\frac{2}{3}k_g}}, \\ \tau_b = \frac{\ell_g}{\|\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p\|} \end{cases}$$

et β est un coefficient dont la valeur a été fixée empiriquement à 1/2 sur la base d'une comparaison avec les résultats de l'expérience de Snyder et Lumley concernant la dispersion de particules solides dans une veine turbulente.

Il convient de noter que dans le cas de l'expérience de Snyder et Lumley, le meilleur accord avec les résultats expérimentaux (sur le coefficient de dispersion des particules) a été obtenu avec le modèle "Langevin 2". **L'emploi du modèle "Langevin 2" est donc préconisé pour la majorité des applications en écoulement turbulent.**

Finalement, le système régissant le mouvement d'une particule est le suivant :

$$\begin{cases} d\mathbf{x}_p = \mathbf{v}_p dt \\ d\mathbf{v}_p = \frac{\mathbf{U}_g + \mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{v}_p}{\tau_p} dt + \mathbf{g} dt \\ d\mathbf{u}_{g@p} = -\frac{\mathbf{u}_{g@p}}{\tau_{gp}} dt + \sqrt{\frac{4k_g}{3\tau_{gp}}} d\mathbf{W}_t \end{cases} \quad (I-10)$$

où \mathbf{W}_t désigne le processus de Wiener et τ_p , τ_{gp} sont définis par les relations exposées ci-dessus

A 1-4 Modèle d'atomisation secondaire (break up)

Dans SPARTE, en omettant les variables t , \mathbf{x} et T pour alléger les notations, la forme générale du terme $Q_{frag}(f)$ modélisant la fragmentation des gouttes est la suivante :

$$Q_{frag}(f)(\mathbf{v}, \mathbf{u}, r) = -v^{bup}(\mathbf{v}, \mathbf{u}, r)f(\mathbf{v}, \mathbf{u}, r) + \int_{\mathcal{E}} v^{bup}(\mathbf{v}^*, \mathbf{u}, r^*)g^{bup}(\mathbf{v}, \mathbf{u}, r, \mathbf{v}^*, r^*)f(\mathbf{v}^*, \mathbf{u}, r^*)d\mathbf{v}^*dr^* \quad (I-11)$$

où, par définition, $\mathcal{E} = \mathbb{R}^3_v \times \mathbb{R}^3_u \times \mathbb{R}^+_r$, v^{bup} est la fréquence moyenne de fragmentation (c'est-à-dire que $v^{bup}\Delta t$ représente la probabilité de rupture d'une goutte pendant un petit intervalle de temps Δt) et $g^{bup}(\mathbf{v}, \mathbf{u}, r, \mathbf{v}^*, r^*) d\mathbf{v}d\mathbf{u}dr$ représente le nombre de gouttelettes, situées dans un volume $d\mathbf{v}d\mathbf{u}dr$ centré au point $(\mathbf{v}, \mathbf{u}, r)$ de \mathcal{E} , produites par la fragmentation d'une goutte de vitesse \mathbf{v}^* , de rayon r^* , située en un point où la vitesse turbulente est \mathbf{u} à $d\mathbf{u}$ près.

Pour tenir compte globalement de ces différents phénomènes, il est considéré que, quel que soit le mode de rupture, la fragmentation d'une goutte produit un nuage de gouttelettes plus fines, caractérisé par, g^{bup} , une fonction densité de probabilité définie de la façon générique suivante:

$$g^{bup}(\mathbf{v}, \mathbf{u}, r, \mathbf{v}^*, r^*) = g_r^{bup}(r, \mathbf{u}, \mathbf{v}^*, r^*)g_v^{bup}(r, \mathbf{v}, \mathbf{u}, r^*, \mathbf{v}^*) \quad (I-12)$$

(Les grandeurs étoilées sont les grandeurs lorsque le Weber de l'écoulement est égal au Weber critique)

$$g_r^{bup}(r, \mathbf{v}^*, \mathbf{u}, r^*) = \frac{27r^{*3}}{2r_{32}^4} \exp\left(\frac{-3r}{r_{32}}\right) \quad (I-13)$$

D'après une corrélation empirique de Wert (1995), le D_{32} est lié au Weber critique et au rayon de la goutte juste avant éclatement, par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{r_{32}}{r^*} &= 0.32(We^*)^{-1/3} \left(\frac{4.1}{(We^* - 12)^{1/4}} \right)^{2/3} & \text{si } We^* \in [12, 18] \\ \frac{r_{32}}{r^*} &= 0.32(We^*)^{-1/3} \left(\frac{2.45\sqrt{We^* - 12} - 1.9}{(We^* - 12)^{1/4}} \right)^{2/3} & \text{si } We^* \in [18, 45] \\ \frac{r_{32}}{r^*} &= 0.32(We^*)^{-1/3} \left(\frac{12.2}{(We^* - 12)^{1/4}} \right)^{2/3} & \text{si } We^* \in [45, +\infty] \end{aligned} \quad (I-14)$$

Avec We^* : le nombre de Weber critique

v^* : la vitesse de la goutte à l'éclatement

Quant à la deuxième partie de l'expression de g^{bup} , Hsiang & Faeth (1993) proposent la corrélation suivante :

$$g_v^{bup}(r, \mathbf{v}, \mathbf{u}, r^*, \mathbf{v}^*) = \delta_{\mathbf{v} - \mathbf{v}^{bup}(r, \mathbf{v}^*, \mathbf{u}, r^*)} \quad (I-15)$$

Avec δ symbole de Kronecker et \mathbf{v}^{bup} est défini comme suit

$$\mathbf{v}^{bup}(r, \mathbf{v}^*, r^*) = \mathbf{U}_g + \mathbf{u} + \frac{\mathbf{v}^* - \mathbf{u} - \mathbf{U}_g}{1 + 2.7 [(\rho_g/\rho_l)^{1/2} (r^*/r)]^{2/3}} \quad (I-16)$$

Cependant le processus de rupture de goutte n'est pas instantané, il existe un temps de déformation avant que la goutte éclate. Ainsi Nigmatulin (1990) propose pour $10 < We < 10000$:

$$\tau^{bup}(r, \mathbf{v}, \mathbf{u}) = \frac{6(1 + 1.5Oh^{0.74})}{\sqrt{We}[\ln(We)]^{1/4}} \sqrt{\frac{8\rho_l r^3}{\sigma_l}} \quad (I-17)$$

A 1-5 Modèle d'interaction goutte paroi

Les modèles d'interaction goutte sur paroi sèche ont déjà été évoqués à travers l'article de Garcia Rosa (2006) dans la partie relative aux modèles d'interaction goutte/paroi B - 4. 5 de la partie « Comportement de la phase dispersé ». Par ailleurs un développement de cet article peut être trouvé en Annexe A 2-2 .

Cependant, les auteurs ont effectué une validation de ces modèles seulement sur paroi sèche (CEDRE ne possède pas de solveur film, bien qu'un modèle de film soit en cours de développement depuis juillet 2008. Cette première version utilisera un modèle 1D avec une équation sur la hauteur du film). En effet, pour cela, ils ont étudié quelques cas d'impact sur paroi chaude représentatifs des conditions réelles présentes à proximité du système d'injection d'une chambre de combustion de turbomachine. Les cas expérimentaux consistaient à étudier le résultat de l'impact d'un jet de gouttes mono-dispersé sur une paroi métallique lisse chauffée, de température contrôlée. Les caractéristiques des différents cas simulés avec CEDRE, avec les paramètres que les auteurs ont utilisés, sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Numéro du cas considéré	Cas 1	Cas 2	Cas 3	Cas 4
Pression	0.2 MPa	0.1 MPa	0.1 MPa	0.6 MPa
Température paroi	0.85 T _c	0.85 T _c	0.85 T _c	0.85 T _c
Diamètre goutte	100 µm	100 µm	100 µm	100 µm
Vitesse goutte	5 m/s	10 m/s	15 m/s	10 m/s
Angle d'incidence	30°	45°	90°	45°
Température T*	1.44	1.96	1.96	0.32
Nombre K	126	1020	4591	1020
Type de régime d'impact observé	Exp.: Rebond Calcul : Rebond	Exp.: Splashing Calcul : Splashing	Exp.: Splashing Calcul : Splashing	Exp.: Dépôt Calcul : Dépôt
Diamètre moyen des gouttes après impact	D ₃₂ = 93 µm (résultat du calcul)	D ₃₂ = 56 µm (résultat du calcul)	D ₃₂ = 18 µm (résultat du calcul)	Épaisseur du film de l'ordre de 400 µm (résultat du calcul)

Tableau I-1: Caractéristiques des cas d'impact simulés avec le code CEDRE

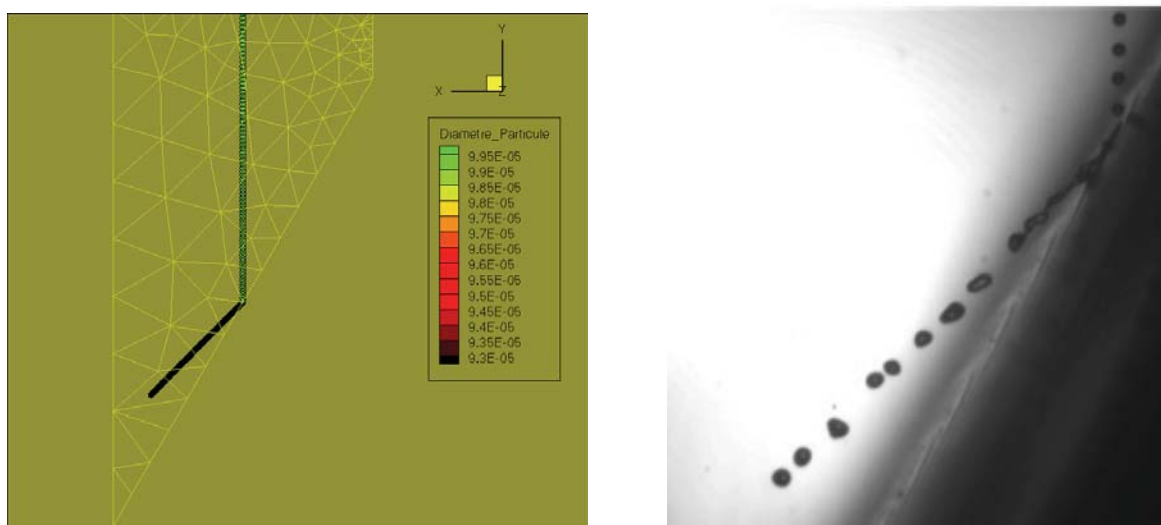


Figure I-1 : Cas 1 - Impact à 30°

(à gauche : calcul CEDRE, à droite : expérience)

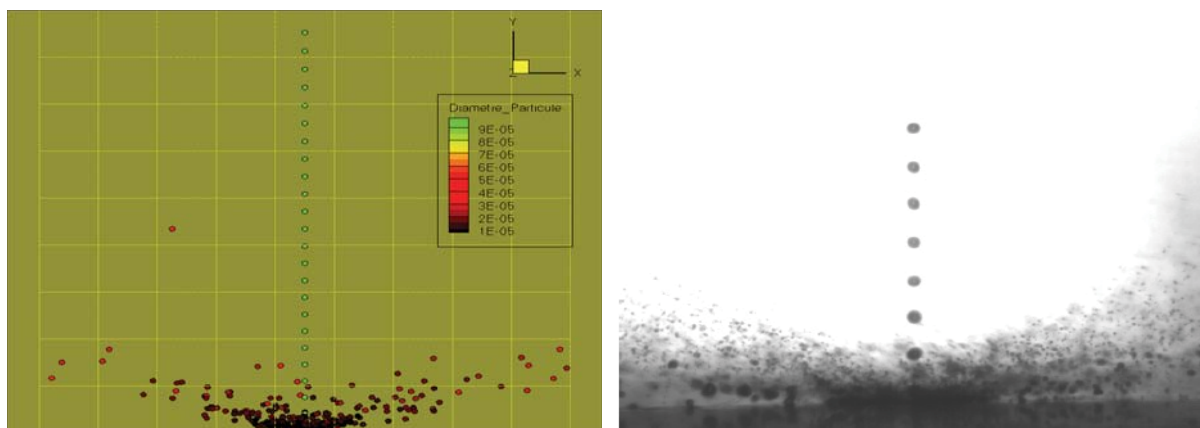


Figure I-2 : Cas 3 - Impact à 90°

(à gauche : calcul CEDRE, à droite : expérience)

D'après les Figure I-1 et Figure I-2, les auteurs ont établi une bonne cohérence qualitative des résultats. Au niveau quantitatif, il semblerait, comme le montre la figure ci-dessous que ce modèle a de meilleurs résultats sur parois chaudes car le diamètre moyen volumique est surestimé (d'environ 30 %) à basse température.

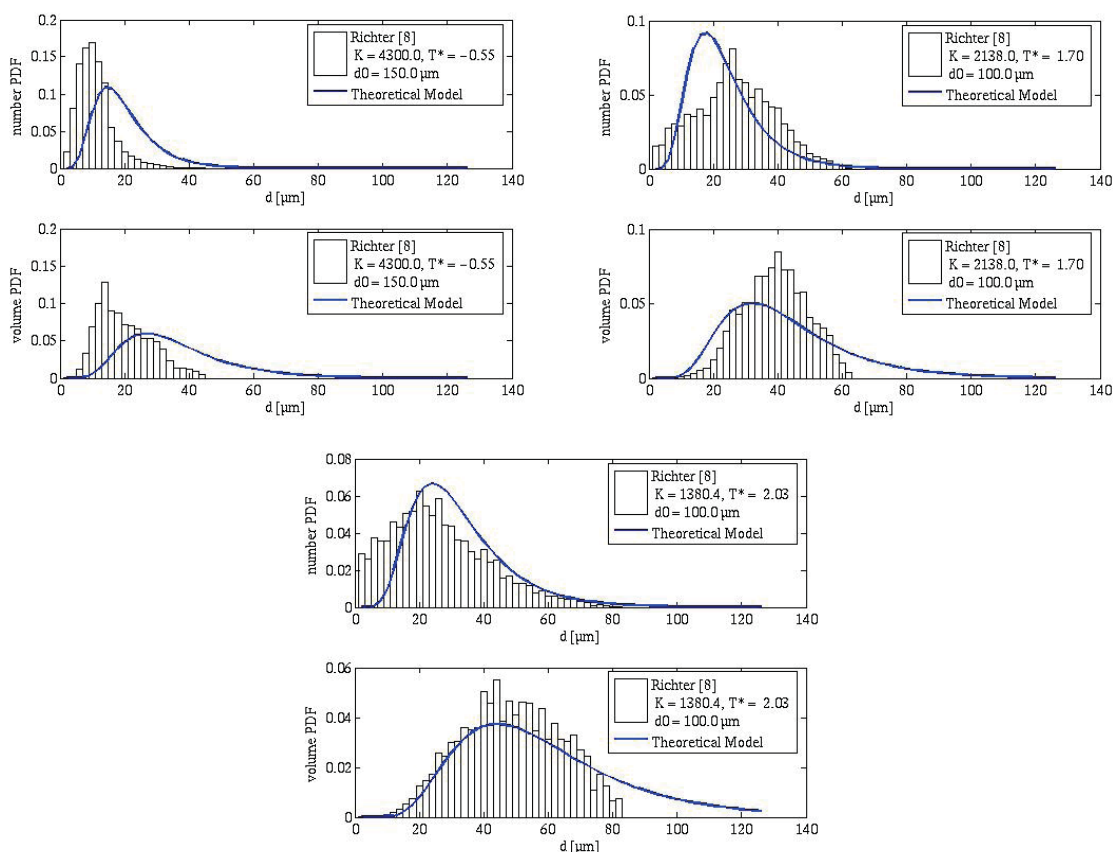


Figure I-3 : Distribution en nombre (partie haute) et en volume (partie basse) du diamètre des gouttelettes secondaires dans le cas d'un éclaboussement. Comparaison pour trois points de fonctionnement (avec une paroi de plus en plus chaude) entre les résultats des modèles et les résultats expérimentaux de Richter, Dullenkopf, et al. (2003)

ANNEXE 2 : INTERACTION GOUTTE – PAROI

A 2-1 Article de Schmehl (1999)

A 2-1-1 Définition de la limite entre les différents régimes

La limite entre le régime de dépôt et celui d'éclaboussement est fixée, comme le montre la Figure I-4, par la droite $Re = 24 (Oh^{-2})^{0,419}$ dans le diagramme $Re = f(Oh^{-2})$.

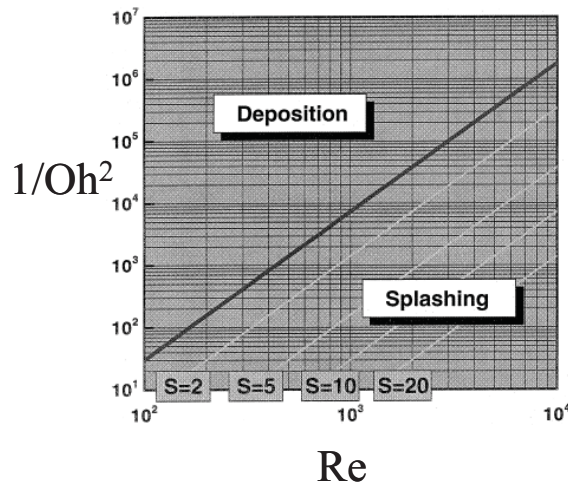


Figure I-4 : Limite entre les régimes de dépôt et d'éclaboussement

A 2-1-1-1 Étude du régime d'éclaboussement

La masse des gouttes qui repartent est évaluée, à travers les formules présentes, par rapport à la masse de goutte incidente. Le taux de dépôt $(1 - \delta m_p)$ ou $(1 - \eta_e)$ pendant l'éclaboussement est ainsi directement obtenu.

$$\text{avec } \eta_e = \frac{m_a}{m_b} = S^{-0,6} \quad \text{avec } a : \text{après impact (after)}$$

b : avant impact (**b**efore)

Ce taux de dépôt n'est pas très bien évalué dans la littérature et les auteurs ont donc choisi de le définir grâce à ce même diagramme $Re = f(Oh^{-2})$. En effet, pour certaines conditions d'écoulement, un point est placé sur ce diagramme et la distance S entre - ce point - et - la frontière entre le phénomène de dépôt et d'éclaboussement - permet de déterminer ce taux de dépôt.

A 2-1-1-1-1 Définition de la distribution en tailles des gouttes réémises

D'après les auteurs, les gouttes issues de l'éclaboussement sont réparties suivant une distribution spatiale qui suit une loi log-normale :

$$P(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma \ln(D)}} \exp \left(- \frac{\left[\ln \left(\frac{D}{D_m} \right) \right]^2}{2\sigma^2} \right) \quad (I-18)$$

avec σ la variance fixée empiriquement à 0,45
 D_m le diamètre médian
 D le diamètre de la goutte réémise

A 2-1-1-1-2 Définition du diamètre des gouttes réémises

Les gouttes réémises sont d'une dimension inférieure à celle de la goutte incidente et suivent la loi suivante :

$$\ln\left(\frac{D_m}{D_b}\right) = -2 - \frac{D_b}{D_{ref}} - 0,05S \quad (I-19)$$

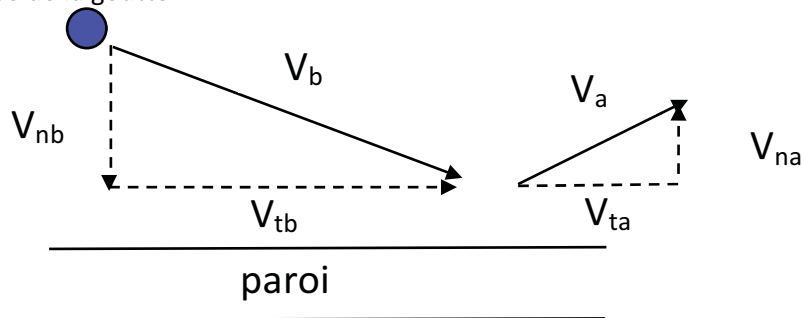
avec D_b : diamètre avant impact
 D_{ref} : fixé empiriquement à 4066 μ m
 S : le paramètre fixé précédemment

A 2-1-1-1-3 Définition de la vitesse des gouttes réémises

Les gouttes issues de l'éclaboussement sont amorties et cela se traduit sur la composante normale de la vitesse

$$V_{n_a} = V_{n_b} \sqrt{1 - 37We^{0,25}Oh} \quad (I-20)$$

avec n : normal
 V : vitesse de la goutte



A 2-1-1-1-4 Influence de la formation d'un film

La présence d'un film modifie le taux de dépôt pendant l'éclaboussement

Soit $1 - \eta_e$ le taux de déposition défini précédemment
 $1 - \eta_{eFilm}$ le taux de déposition avec le film
 H l'épaisseur (hauteur) de film adimensionné

$$1 - \eta_{eFilm} = (1 - \eta_e) \exp H \quad (I-21)$$

A 2-2 Article de Garcia Rosa (2006)

A 2-2-1 Hypothèses utilisées dans l'article

Dans cet article, les auteurs n'ont simulé que les parois sèches et les régimes de transition et leurs interactions ne sont pas modélisés.

A 2-2-1-1 Définition des frontières entre les différents régimes

Les frontières entre les différents régimes sont fixées à partir du nombre de Mundo $K = We Oh^{-b}$ (avec $b = 2/5 = 0.4$)

Si $K < K_r(R, T^*)$ c'est le régime de **rebond**
Si $K_r(R, T^*) < K < K_s(R, T^*)$ c'est le régime de **dépôt**
Si $K_s(R, T^*) < K$ c'est le régime d'**éclaboussement**

Avec si $0 < T^* < T_1^*$: $K_r(T^*) = K_1 \left(\frac{T^*}{T_1^*} \right)^\gamma$

et $\gamma = 3$ est un exposant dont la valeur a été déterminée à partir des données expérimentales.

Si $T_1^* < T^*$: $K_r(T^*) = K_1$

Avec si $T^* < 0$: $K_s(R, T^*) = K_0 F_r(R)$

Si $0 < T^* < T_1^*$: $K_s(R, T^*) = K_0 F_r(R) + \left(\frac{T^*}{T_1^*} \right) (K_1 - K_0 F_r(R))$

Si $T_1^* < T^*$: $K_s(R, T^*) = K_1$

où F_r est une fonction qui permet de tenir compte de l'effet de la rugosité de la paroi définie de la façon suivante :

$$F_r(R) = \frac{K'_0 + K_0 R^{1/4}}{K'_0 + K_0 R^{1/4}}$$

et où K_0 , K'_0 , K_1 et T_1^* sont des constantes sans dimension dont les valeurs ont été ajustées au mieux en fonction des données expérimentales disponibles (Figure B-20). Les auteurs proposent d'utiliser les valeurs suivantes :

$$K_0 = 3000 ; \quad K'_0 = 650 ; \quad K_1 = 450 ; \quad T_1^* = 1$$

A 2-2-1-2 Étude du régime d'éclaboussement

Évaluation de la masse de goutte qui repart par rapport à la masse de goutte incidente (on détermine directement le taux de dépôt $1 - \delta m_p$ ou $(1 - \eta_e)$ pendant l'éclaboussement)

$$\eta_e = (1 - \eta_0(H, K, R, T^*)) (1 - \eta_1(K, T^*))$$

η_0 : taux de dépôt sur la paroi

η_1 : taux évaporé au contact de la paroi

avec :

$$\begin{cases} \eta_0(H, R, K, T^*) = \left(\frac{K_s(H, R, T^*)}{K} \right)^2 & \text{si } T^* < 0 \\ \eta_0(H, R, K, T^*) = \left(\frac{K_s(H, R, T^*)}{K} \right)^{2(1+T^*)} & \text{si } 0 < T^* < 1 \\ \eta_0(H, R, K, T^*) = 0 & \text{si } 1 < T^* \end{cases}$$

$$\begin{cases} \eta_1(K, T^*) = 0 & \text{si } T^* < 0 \\ \eta_1(K, T^*) = \frac{1}{4} \tanh \left(\left[\frac{KT^{*1/4}}{145} \right]^4 \right) & \text{si } 0 < T^* \end{cases}$$

A 2-2-1-2-1 Définition de la distribution en tailles des gouttes réémises

$$P(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma D} \exp\left(-\frac{\left[\ln\left(\frac{D}{D_m}\right)\right]^2}{2\sigma^2}\right) \quad (I-22)$$

où D_m et σ sont des paramètres permettant de caractériser la moyenne et l'écart type de la distribution

Avec σ : la variance fixé empiriquement à 0,45
 D_m : le diamètre médian
 D : le diamètre de la goutte réémise

A 2-2-1-2-2 Définition du diamètre des gouttes réémises

Le diamètre médian est lié au D_{32} de la manière suivante :

$$D_m = (D_{32})_a \exp\left(-\frac{5}{2}\sigma^2\right) \quad (I-23)$$

σ la variance est fixé empiriquement à 0,45

A partir des données expérimentales disponibles dans la littérature, les auteurs ont proposé des corrélations qui permettent d'estimer la valeur des paramètres D_m et σ en fonction des nombres sans dimension K et T^* qui caractérisent la goutte incidente.

$$\frac{(D_{32})_a}{D_b} = R_0 + R_1 \exp\left(-\frac{K}{\Delta K_0}\right) \quad (I-24)$$

avec D_b : Diamètre de la goutte incidente

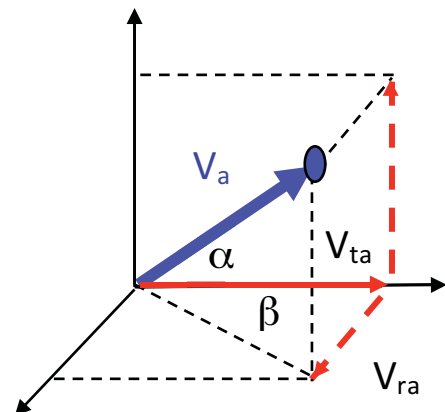
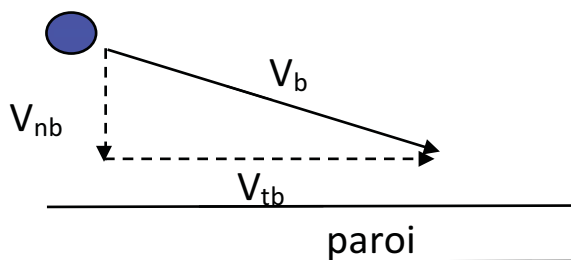
$$R_0 = 0,15 ; \quad R_1 = 0,85 ; \quad \Delta K = 1500$$

La dépendance par rapport à T^* et H n'est pas prise en compte dans ce modèle car les auteurs montrent également que la dépendance par rapport à T^* est relativement faible et admettent qu'aucun résultat dans la littérature ne permet de quantifier l'influence du paramètre H .

A 2-2-1-2-3 Définition de la vitesse et de la distribution en vitesses des gouttes réémises

La composante tangentielle de la goutte réémise V_s est amortie par rapport à celle de la goutte incidente :

$$\begin{aligned} \text{Soit } V_a &= V_{na} + V_{ra} + V_{ta} \\ V_s &= V_{na} + V_{ra} \\ V_b &= V_{nb} + V_{tb} \\ V_{ta} &= e V_{tb}, \text{ avec } e = 5/7 \end{aligned}$$



$$V_a = ||V_s|| \cos(\alpha) \mathbf{e}_r + ||V_s|| \sin(\alpha) \mathbf{n} + V_{ta}$$

$\mathbf{e}_r = \cos(\beta) \mathbf{t}_1 + \sin(\beta) \mathbf{t}_2$: α et β selon une loi uniforme avec $10^\circ < \alpha < 25^\circ$ et $0^\circ < \beta < 360^\circ$

où \mathbf{t}_1 et \mathbf{t}_2 forment une base orthonormée (arbitraire) du plan tangent à la paroi au point d'impact.

Il est par exemple possible de choisir :

$$t_1 = n \wedge k \quad \text{et} \quad t_2 = n \wedge t_1,$$

où k est un vecteur unitaire quelconque non colinéaire à n .

La loi de distribution de la vitesse V_s est du type loi de Weibull

$$P(x) = \frac{d}{\theta} \left(\frac{x}{\theta} \right)^{d-1} \exp \left[- \left(\frac{x}{\theta} \right)^d \right] \text{ avec } x = \frac{||V_s||}{||V_{nb}||}, d=2,5 \text{ et } \theta = 0,35$$

A 2-2-1-3 Étude du régime de rebond

A 2-2-1-3-1 Définition du diamètre des gouttes après rebond

La conservation de la masse volumique et celle de la symétrie sphérique de la goutte sont supposées.

Le diamètre de la goutte est ainsi obtenu grâce au taux de rebond η_r défini précédemment :

$$D_a = \eta_r^{1/3} \cdot D_b$$

A 2-2-1-3-2 Définition des vitesses de la goutte après rebond

Pour estimer la vitesse normale, les auteurs utilisent le « Modèle de Béart généralisé »

$$\frac{We_{na}}{We_1(T^*)} = 16 \left(\sqrt{\frac{K_b}{K_r(T^*)}} - \frac{K_b}{K_r(T^*)} \right)^2 \quad (I-25)$$

Avec We_{na} : nombre de Weber basée sur la vitesse normale incidente

K_b : Nombre de Mundo de la goutte incidente

$$We_1(T^*) = 3.5 \frac{T^{*2}}{1 + T^{*2}}$$

La vitesse tangentielle de la goutte après rebond est estimée de la façon suivante :

$$V_{ta} = e V_{tb} \text{ avec } e = 0,8$$

A.1.1. Influence de la formation d'un film

La présence d'un film modifie la température de la surface T_{surf} , ainsi T^* est modifié.

Or les frontières sont basées sur les expressions K_r et K_s qui dépendent de R et T^* . Dès lors, la définition des frontières est modifiée :

$$T_{surf} = \frac{T_w + \alpha H T_f}{1 + \alpha H} \quad (I-26)$$

avec T_{surf} : Température de surface

T_w : Température de paroi

H : Épaisseur de film adimensionnelle

T_f : Température de film

Dans le code CEDRE, les auteurs ont fixé α à 10.

A 2-3 Article de Kalantari (2007)

A.1.2. Définition des frontières entre les différents régimes

Les frontières entre les différents régimes sont déterminées en fonction du nombre de Weber. Celui-ci a été calculé à partir de la vitesse normale de la goutte incidente (We_{nb}).

Si $We_{nb} < 20$ c'est le régime de **rebond**
 Si $20 < We_{nb} < 80$ c'est le régime de **dépôt**
 Si $80 < We_{nb}$ c'est le régime d'**éclaboussement**

La masse de goutte qui repart est évaluée par rapport à la masse de goutte incidente. Le taux de dépôt ($1 - \eta_e$) pendant l'éclaboussement est ainsi directement obtenu. Deux cas sont considérés grâce au paramètre λ_{Web} : l'impact normal et l'impact oblique :

$$\lambda_{We_b} = \frac{We_{tb}}{We_{nb}} \begin{cases} < 0,1 & \text{Impact normal} \\ \geq 0,1 & \text{Impact oblique} \end{cases}$$

Les corrélations empiriques, avec leur coefficient de corrélation, pour chacun de ces cas sont données ci – dessous :

Impact normal: (0,89)	Impact oblique: (0,72)
$\eta_e = 6,74 \cdot 10^{-3} We_{nb} - 0,204$	$\eta_e = 35 We_{nb}^{-1,63}$

Par une approche globale, le nombre total de gouttes émises par éclaboussement est déterminé en fonction du nombre total de gouttes qui rencontrent la paroi.

Impact normal: (0,64)	Impact oblique: (0,70)
$\lambda_N = Na/Nb = 2,16 \cdot 10^{-3} We_{nb} + 8,96 \cdot 10^{-2}$	$\lambda_N = Na/Nb = 7,1 We_{nb}^{-1,14}$

A.1.3. Étude du régime d'éclaboussement

A.1.3.1. Définition du diamètre des gouttes réémises

Dans cet article c'est le diamètre moyen des gouttes qui est défini en fonction du diamètre moyen de la goutte incidente et du nombre de Weber basé sur la vitesse normale de la goutte incidente (We_{nb}) :

$$D_{10_a} = D_{10_b} (-0,003 We_{nb} + 1,2) \quad (1-27)$$

A.1.3.2. Définition des vitesses des gouttes réémises (avec le coefficient de corrélation)

La vitesse de la goutte incidente est décomposée en une composante normale et une composante tangentielle.

$$V_b = V_{nb} + V_{tb}$$

La vitesse tangentielle de la goutte réémise est déterminée à partir de la vitesse tangentielle de la goutte incidente :

$$V_{ta} = 0,862 V_{tb} - 0,094 \quad (0,93)$$

Par contre la vitesse normale de la goutte réémise est déterminée à l'aide de la vitesse normale de la goutte incidente et du nombre de Weber basé sur la vitesse normale de la goutte incidente (We_{nb}) :

$$V_{na} = V_{nb} (-1,1 We_{nb} - 0,36) \quad (0,65) \quad (\text{avec } V_{na} < 3 \text{ m.s}^{-1})$$

A.1.3.3. Définition de la trajectoire des gouttes réémises (avec le coefficient de corrélation)

Soit Θ_a l'angle d'éjection de la goutte et Θ_b l'angle d'incidence de la goutte avant impact:

$$\Theta_a = 0,623 \Theta_b + 41$$

$$\Theta_a = \tan^{-1}(V_{ta}/V_{na})$$

$$\tan \Theta_a = \tan \Theta_b \cdot 0,784 We_{nb}^{0,36}$$

A.1.3.4. Formation d'un film liquide

Cependant, à l'impact, les gouttes incidentes peuvent coalescer pour former un film. Les auteurs proposent le modèle suivant pour l'évolution de ce film avec $\xi = 4$ et $\gamma = -0,5$, (paramètres évalués empiriquement) :

$$h_f = \xi \cdot d_{30b} \cdot \text{Re}^{-0,5} \left(\frac{\dot{q}}{V_{nb}} \right)^{-\gamma} \quad \text{(I-28)}$$

h_f : épaisseur du film

\dot{q} : Flux surfacique de goutte

Re : Nombre de Reynolds

V_{nb} : Vitesse normale de la goutte incidente

ANNEXE 3 : SYNTHÈSE DE L'INTERACTION GOUTTE – PAROI

A.1.4. Définition des frontières entre les différents régimes

	N°1	N°2	N°3
Rebond		$K < K_r (R, T^*)$	$We_{nb} < 20$
Dépôt	Limite $Re = 24 Oh^{-0,838}$ $\rightarrow We Oh^{-0,324} < 24^2$	$K_r (R, T^*) < K < K_s (R, T^*)$	$20 < We_{nb} < 80$
Éclaboussement	$\rightarrow 24^2 < We Oh^{-0,324}$	$K_s (R, T^*) < K$	$80 < We_{nb}$

A.1.5. Modèle concernant le régime d'éclaboussement

	N°1	N°2	N°3
$\eta_s = \frac{m_a}{m_b}$	$= S^{-0,6}$	$= (1 - \eta_0 (H, K, R, T^*)) (1 - \eta_1 (K, T^*))$	Impact normal: (0,89) $= 6,74.10^{-3} We_{nb} - 0,204$ Impact oblique: (0,72) $= 35 We_{nb}^{-1,63}$
Température		$T_a = T_b$	

Avec η_0 taux de dépôt sur la paroi

η_1 taux évaporée au contact de la paroi

	N°1	N°2	N°3
Distribution des tailles de gouttes	$P(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma D} \exp\left(-\frac{\left[\ln\left(\frac{D}{D_m}\right)\right]^2}{2\sigma^2}\right)$	$P(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma \ln(D)} \exp\left(-\frac{\left[\ln\left(\frac{D}{D_m}\right)\right]^2}{2\sigma^2}\right)$	Impact normal: (0,64) $\lambda_N = 2,16.10^{-3} We_{nb} + 8,96.10^{-2}$ Impact oblique: (0,70) $\lambda_N = 7,1 We_{nb}^{-1,14}$
Diamètres des gouttes	$\ln\left(\frac{D_M}{D_0}\right) = -2 - \frac{D_0}{D_{ref}} - 0,05S$	$\frac{(D_{32})_a}{D_b} = R_0 + R_1 \exp\left(-\frac{K}{\Delta K_0}\right)$ $D_m = (D_{32})_a \exp\left(\frac{-5}{2}\sigma^2\right)$	$D_{10_a} = D_{10_b} (-0,003We_{nb} + 1,2)$ (0,90)

$$\lambda_N = \frac{N_a}{N_b}$$

$$\lambda_{We_b} = \frac{We_{b=}}{We_{bn}} \begin{cases} < 0,1 & \text{Impact normal} \\ \geq 0,1 & \text{Impact oblique} \end{cases}$$

$$= , \quad d = 2.5, \quad \theta = 0.35$$

	N°1	N°2	N°3
Distribution des vitesses des gouttes	$V_{n_a} = V_{n_b} \sqrt{1 - 37We^{0,25} Oh}$	$V_b = V_{nb} + V_{tb}$ $V_a = V_s + V_{ta}$ $V_{ts} = e V_{tb}$, avec $e = 5/7$ $P(x) = \frac{d}{\theta} \left(\frac{x}{\theta} \right)^d \exp \left[- \left(\frac{x}{\theta} \right)^d \right]$ $\frac{\ V_s\ }{\ V_{b\perp}\ }$ $V_a = \ V_s\ \cos(\alpha) \mathbf{e}_r$ $+ \ V_s\ \sin(\alpha) \mathbf{n} + V_{ta}$ $\mathbf{e}_r = \cos(\beta) \mathbf{t}_1 + \sin(\beta) \mathbf{t}_2$	$V_b = V_{nb} + V_{tb}$ $V_{ta} = 0,862 V_{tb} - 0,094$ (0,93) $V_{an} < 3 \text{ m.s}^{-1}$ $V_{na} = V_{nb} (-1,1 We_{nb}^{-0,36})$ (0,65)
Trajectoires		α selon une loi uniforme $10^\circ < \alpha < 25^\circ$ β selon une loi uniforme $0^\circ < \beta < 360^\circ$	(0,80) $\Theta_a = 0,623 \Theta_b + 41$ $\Theta_a = \tan^{-1}(V_{ta}/V_{na})$ $\tan \Theta_a = \tan \Theta_b \cdot 0,784$ $We_{nb}^{0,36}$

A.1.6. Modèle concernant le régime de rebond

	N°1	N°2	N°3
$\eta_r = \frac{m_a}{m_b}$		$\eta_r = 1 - \chi \tanh \left[\left(\frac{Z}{Z_0} \right)^4 \right]$ Avec $Z = K T^{*1/4}$, $Z_0 = 145$ et $c = 0.25$	
Diamètres des gouttes		$D_a = \eta_r^{1/3} \cdot D_b$	
Vitesse de la goutte		Modèle de Béart généralisé $\frac{We_{na}}{We_1(T^*)} = 16 \left(\sqrt{\frac{K_b}{K_r(T^*)}} - \frac{K_b}{K_r(T^*)} \right)^2$ $We_1(T^*) = 3.5 \frac{T^{*2}}{1 + T^{*2}}$ $V_{ta} = e V_{tb}$ avec $e = 0,8$ (ajustable)	

A.1.7. Influence de la présence du film

	N°1	N°2	N°3
Modification des frontières	$1 - \eta_{sFilm} = (1 - \eta_s) \exp H^*$	La présence d'un film modifie les fonctions K_s et K_r	
Modification de T^*		De même, celle-ci modifie l'expression de T_{surf} dans le nombre T^* $T_{surf} = \frac{T_w + \alpha H T_f}{1 + \alpha H}$ Avec $\alpha = 10$ dans CEDRE	
Épaisseur de film			$h_f = \xi \cdot d_{30b} \cdot \text{Re}^{-0,5} \left(\frac{\dot{q}}{V_{nb}} \right)^{-\gamma}$ Avec $\xi = 4$ et $\gamma = -0,5$

ANNEXE 4 : CALCUL DE L'ÉPAISSEUR DU FILM

Pour ce calcul différentes hypothèses sont considérées:

- H1: L'écoulement est stationnaire ($\partial/\partial t = 0$)
- H2: L'écoulement est établi ($\partial V/\partial x = 0$)
- H3: L'écoulement est laminaire dans le film

A partir de ces hypothèses les équations de bilan s'écrivent:

- Equation de continuité

$$V_r = 0 \quad (I-29)$$

- Equation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (I-30)$$

$$g - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu_f \frac{1}{r} \frac{\partial \left(r \frac{\partial U_f}{\partial r} \right)}{\partial r} = 0$$

Dans ces équations, la pression dépend uniquement de x et la vitesse de r ainsi:

$$g - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P}{\partial x} = -\nu_f \frac{1}{r} \frac{\partial \left(r \frac{\partial U_f}{\partial r} \right)}{\partial r} = C \quad (I-31)$$

A partir de l'intégration de cette équation suivant r , une expression analytique est obtenue pour décrire le profil de vitesse dans le film.

$$U_f(r) = \frac{C}{4\nu_f} (R^2 - r^2) + \left[\frac{C(R-\delta)}{2} - \frac{\tau_i}{\rho_f} \right] \frac{(R-\delta)}{\nu_f} \text{Log}\left(\frac{r}{R}\right) \quad (I-32)$$

La constante C peut être déduite de l'équation de quantité de mouvement écrite pour le gaz.

$$S \frac{\partial P}{\partial x} = \rho_g g S dx - \tau_i \cdot 2\pi(R-\delta) dx \quad (I-33)$$

Ainsi:

$$C = g - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P}{\partial x} = g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_f} \right) + \frac{2\tau_i}{(R-\delta)\rho_f} \quad (I-34)$$

A partir des équations A.1.4 et A.1.6, l'expression suivante est obtenue.

$$U_f(r) = \left(g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_f} \right) + \frac{2\tau_i}{(R-\delta)\rho_f} \right) \frac{(R^2 - r^2)}{4\nu_f} + \frac{g}{2} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_f} \right) \frac{(R-\delta)^2}{\nu_f} \text{Log}\left(\frac{r}{R}\right) \quad (I-35)$$

Le terme de contrainte de cisaillement à l'interface liquide/gaz peut être calculé soit à partir de la formule de Wallis qui dépend de l'épaisseur du film, soit en utilisant l'approche développée par Giroud-Garapon (2003) basée sur une rugosité équivalente du film.

A partir de l'intégration du profil de vitesse, le débit de liquide Q_f dans le film peut être exprimé à partir de l'épaisseur du film δ .

$$Q_f = \frac{\pi}{8\nu_f} g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_f} \right) (3 \cdot \delta^4 - 12 \cdot R \cdot \delta^3 + 14 \cdot R^2 \cdot \delta^2 - 4 \cdot R^3 \cdot \delta) + \frac{\pi \tau_i(\delta)}{4\nu_f(R - \delta)\rho_f} (\delta^4 - 4 \cdot R \cdot \delta^3 + 4 \cdot R^2 \cdot \delta^2) - \frac{\pi(R - \delta)^4}{2\nu_f} g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_f} \right) \text{Log} \left(\frac{r - \delta}{R} \right) \quad (I-36)$$

La méthode de calcul consiste à rechercher l'épaisseur de film δ qui vérifie cette équation.

Le terme de contrainte de cisaillement à l'interface liquide/gaz peut être calculé soit à partir de la formule de Wallis qui dépend de l'épaisseur du film, soit en utilisant l'approche développée par Giroud-Garapon (2003) basée sur une rugosité équivalente du film.

Dans la première approche, cette contrainte se déduit de la contrainte en gaz sec τ_g par la relation :

$$\tau_i = \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right) \tau_g \quad (I-37)$$

Pour un nombre de Reynolds de gaz inférieur à 10^5 , τ_g peut être calculé à l'aide de la formule de Blasius.

$$\tau_g = \frac{0.3164}{\text{Re}^{0.25}} \frac{1}{8} \rho_g U_0^2 \quad (I-38)$$

Dans la seconde approche, le film agit sur le gaz comme une bande rugueuse dont la hauteur des aspérités est égale à l'amplitude des vagues. Cette rugosité vient modifier la loi logarithmique qui dépend du frottement pariétal :

$$\frac{u(y)}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \text{Ln} \left(\frac{y \cdot u_\tau}{\nu_g} \right) + C(\text{Re}_A) \quad (I-39)$$

où u_τ est la vitesse de frottement ($= \sqrt{\tau/\rho_g}$), κ est la constante de Von Karman et Re_A le nombre de Reynolds de rugosité :

$$\text{Re}_A = \frac{u_\tau A}{\nu_g} \quad (I-40)$$

Trois régimes de rugosité sont alors définis, donnant chacun différentes valeurs de la constante $C(\text{Re}_A)$.

$$\begin{aligned} C(\text{Re}_A) &= 5.15 && \text{pour } 0 < \text{Re}_A \leq 5 \\ C(\text{Re}_A) &= 1.5497 + 19.1 \cdot \log(\text{Re}_A) - 14.4339 \cdot \log(\text{Re}_A)^2 + 3.30869 \cdot \log(\text{Re}_A)^3 - \frac{1}{\kappa} \text{Ln}(\text{Re}_A) && \text{pour } 5 < \text{Re}_A \leq 70 \\ C(\text{Re}_A) &= 8.5 - \frac{1}{\kappa} \text{Ln}(\text{Re}_A) && \text{pour } \text{Re}_A > 70 \end{aligned} \quad (I-41)$$

A partir de ses expériences Giroud-Garapon (2003) obtient une corrélation expérimentale pour calculer la hauteur des vagues à la surface du film.

$$\frac{A}{\delta} = 1.136 \text{Re}_f^{0.111} \cdot \left[1 - 20.456 \left(\frac{\tau_g \delta}{\sigma} \right)^{1.048} \right] \quad (I-42)$$

Ces équations permettent de calculer la contrainte de cisaillement à l'interface par la relation suivante:

$$\frac{1}{\sqrt{\tau_i}} = \frac{1}{\sqrt{\tau_g}} + \frac{C(\text{Re}_A) - 5.15}{U_0 \sqrt{\rho_g}} \quad (I-43)$$

ANNEXE 5 : DÉTAILS DE LA MISE EN ŒUVRE DU MODÈLE SIMPLIFIÉ SUR LE CAS TX26 – BASSE VITESSE

Voici les résultats du post traitement réalisé à 15 mm de la buse à partir de la caractérisation granulométrique présentée en section E - 2. 2 Ai

Tout d'abord les classes de tailles de gouttes par couronne

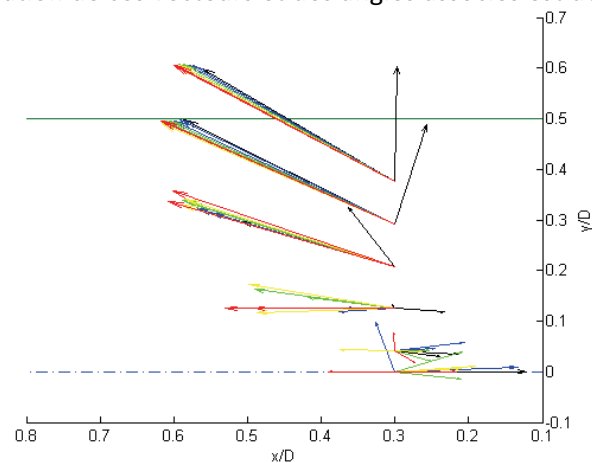
D (µm) à 10,4 m.s ⁻¹		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	6,89	21,38	13,65	11,65	11,76	11,78	0
	2	16,26	29,93	29,14	34,95	35,27	35,33	0
	3	25,63	38,48	44,63	58,25	58,78	58,88	0
	4	35	47,03	60,12	81,55	82,29	82,43	0
	5	44,37	55,58	75,61	104,85	105,8	105,98	0
	6	53,74	64,13	91,1	128,15	129,31	129,53	0
	7	63,11	72,68	106,59	151,45	152,82	153,08	0
	8	72,48	81,23	122,08	174,75	176,33	176,63	0
	9	81,85	89,78	137,57	198,05	199,84	200,18	0
	10	91,22	98,33	153,06	221,35	223,35	223,73	0

Ensuite voici la norme de la vitesse dans le plan médian de la conduite (Oxz) et l'angle que fait la trajectoire de la goutte par chaque classe de diamètres et dans chaque couronne.

$\ \vec{V}_{Oxz}\ $ (m.s ⁻¹)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	9,89	4,04	3,77	7,42	11,19	12,68	9,89
	2	1,24	4,74	0,82	12,52	19,61	19,10	1,24
	3	9,28	5,32	3,59	15,15	19,84	19,87	9,28
	4	5,63	3,03	4,20	16,14	20,16	20,09	5,63
	5	5,52	2,96	6,73	17,14	20,45	20,53	5,52
	6	5,05	2,64	10,78	17,60	20,72	20,78	5,05
	7	5,20	2,01	11,44	17,44	20,77	20,69	5,20
	8	6,09	4,13	10,42	17,47	20,89	20,89	6,09
	9	5,05	2,03	12,78	18,51	20,91	20,83	5,05
	10	4,67	1,90	10,55	18,69	20,88	21,04	4,67

θ (°)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	-35,55	-12,89	5,77	-81,98	-72,02	-64,90	0
	2	23,14	-9,07	2,13	17,60	31,40	36,68	0
	3	4,82	-7,15	3,27	17,58	29,93	34,96	0
	4	-11,39	-6,82	4,60	18,27	29,67	34,45	0
	5	6,05	-7,53	5,49	18,79	29,63	34,21	0
	6	-12,08	-8,96	5,93	19,14	29,63	34,47	0
	7	8,30	-5,90	6,01	19,51	29,80	34,50	0
	8	-16,61	-11,25	5,99	19,79	29,94	34,70	0
	9	-26,34	-9,57	5,06	20,50	30,03	35,07	0
	10	-23,07	-7,76	4,69	20,81	30,14	35,56	0

Un exemple de schématisation de ces vecteurs et des angles associés est donné ci-dessous.



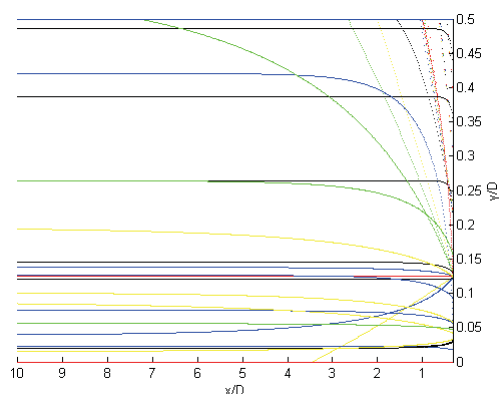
A basse vitesse, la zone de recirculation est plus accentuée.

Un calcul du nombre de Weber des différentes classes de goutte dans chacune des couronnes est présenté dans le tableau ci-dessous. Le phénomène d'atomisation n'est pas pris en compte dans ce cas.

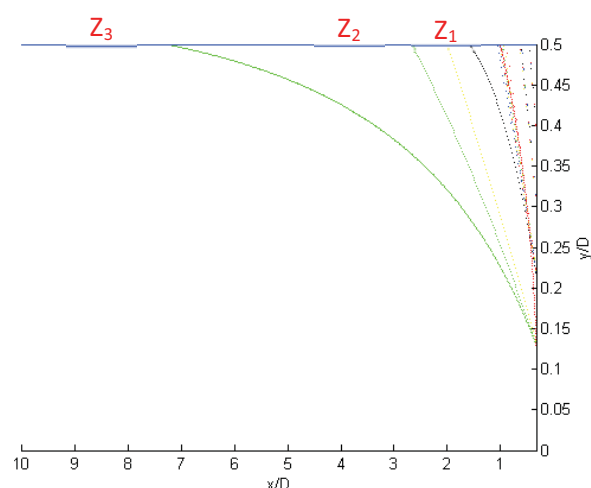
<u>We</u>		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	0,05	0,07	0,05	0,02	0,06	0,06	0
	2	0,04	0,12	0,05	0,02	0,10	0,10	0
	3	0,17	0,16	0,04	0,05	0,17	0,19	0
	4	0,07	0,15	0,04	0,08	0,24	0,27	0
	5	0,19	0,17	0,02	0,14	0,31	0,36	0
	6	0,22	0,19	0,01	0,19	0,39	0,45	0
	7	0,26	0,19	0,01	0,22	0,46	0,52	0
	8	0,34	0,06	0,00	0,24	0,54	0,61	0
	9	0,04	0,22	0,01	0,33	0,62	0,69	0
	10	0,36	0,19	0,00	0,42	0,69	0,78	0

Ainsi, il peut être considéré que les gouttes qui ont une trajectoire qui va vers la paroi sont représentatives des gouttes qui impactent effectivement la paroi.

La sélection des gouttes qui impacte la paroi se fait à l'aide des équations paramétriques en positions et en vitesse. Les trajectoires sont tracées ci-dessous.



Puis seules les trajectoires qui rencontrent la paroi sont sélectionnées.



Enfin, les positions à l'impact sont déterminées et explicitées dans les tableaux ci-dessous.

x_{impact}/D		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2				1,57	0,62	0,45	
	3				1,06	0,60	0,45	
	4				1,01	0,61	0,45	
	5			7,30	0,96	0,62	0,46	
	6			2,66	0,95	0,62	0,46	
	7			2,01	0,93	0,63	0,46	
	8				1,00	0,63	0,46	
	9				1,00	0,63	0,46	
	10		1,00		0,89	0,63	0,46	

Le résultat du même post-traitement effectué avec les données granulométriques mesurées à 30 mm est présenté sur le tableau.

x_{impact}/D		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							0,64
	2					2,11	0,94	0,68
	3					1,48	0,90	0,67
	4				6,49	1,34	0,89	0,67
	5				2,87	1,29	0,88	0,67
	6				2,53	1,26	0,88	0,67
	7				2,46	1,25	0,88	0,67
	8				2,02	1,26	0,88	0,67
	9	NaN	1,41	2,98	1,83	1,27	0,88	0,67
	10				1,89	1,22	0,87	0,67

Les résultats obtenus à l'aide du modèle simplifié montrent que la zone des premiers impacts oscille entre 0,45 D et 0,68 D. La valeur déterminée à partir des visualisations étant de l'ordre de 0,58 D une bonne corrélation est obtenue.

Il est également possible de déterminer divers paramètres pour les différentes classes de goutte impactant la paroi tel que l'angle incident à l'impact et la vitesse de la classe de goutte considérée

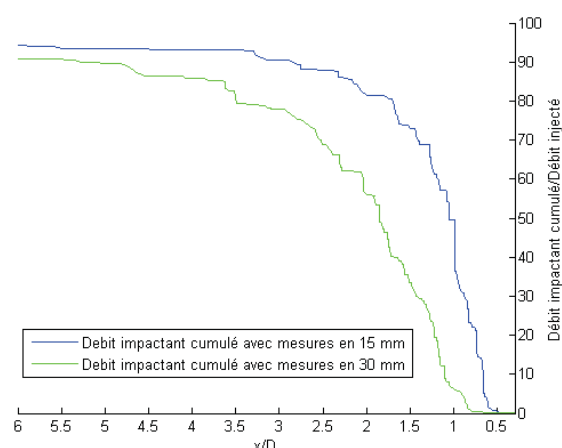
$\alpha_{imp} (^\circ)$		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2				5,84	30,99	37,96	
	3				19,02	33,65	39,07	
	4				21,49	33,48	39,27	
	5			0,75	23,26	33,22	38,71	
	6			7,28	23,88	32,88	38,18	
	7			11,18	24,54	31,99	38,18	
	8				22,34	32,59	37,86	
	9				22,48	32,51	37,81	
	10		15,53		26,19	32,57	37,46	

$\ \vec{V}_{imp}\ (m.s^{-1})$		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2				10,71	17,07	17,69	
	3				13,90	18,89	19,33	
	4				15,43	19,66	19,81	
	5			9,97	16,68	20,14	20,36	
	6			10,60	17,28	20,51	20,67	
	7			11,09	17,22	20,60	20,60	
	8				17,29	20,77	20,82	
	9				18,37	20,81	20,78	
	10		4,31		18,58	20,81	20,98	

Afin de déterminer le régime d'interaction goutte – paroi, chaque impact est placé sur le diagramme $\log K = f(T^*)$ défini dans l'état de l'art. $T^* = -0.667$ et les valeurs de $\log K$ sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

<i>LogK</i>		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2				-1,37	0,44	0,63	
	3				0,13	0,86	0,99	
	4				0,50	1,07	1,19	
	5			-2,81	0,76	1,21	1,34	
	6			-0,69	0,92	1,33	1,45	
	7			-0,20	1,02	1,40	1,53	
	8				1,03	1,49	1,61	
	9				1,15	1,56	1,67	
	10		-0,79		1,34	1,62	1,73	

D'après ces valeurs, le régime d'impact est le celui du **dépôt**. Il a été montré que la courbe optimale de débit impactant est obtenue pour 10 classes de vitesses. Ainsi seule cette courbe est présentée ci-dessous avec les mesures obtenues à 15 mm et 30 mm de la buse.



Dans ce cas également, le débit impactant atteint le débit injecté. Et cette valeur est confirmée par les données obtenues avec les mesures à 30 mm.

ANNEXE 6 DÉTAILS DE LA MISE EN ŒUVRE DU MODÈLE SIMPLIFIÉ SUR LE CAS TG3 – CONE PLEIN

Voici les résultats du post traitement réalisé à 15 mm de la buse à partir de la caractérisation granulométrique présentée en section E - 2. 2

Tout d'abord les classes de tailles de gouttes par couronne

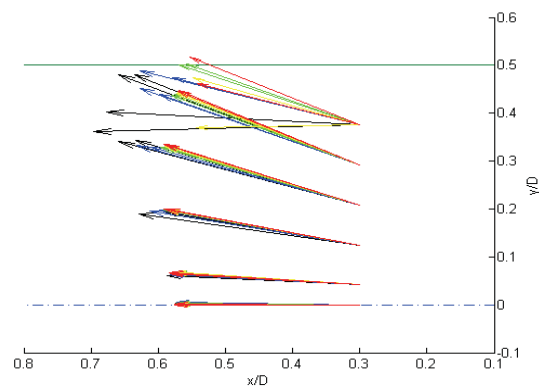
D (μm) Cône plein		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	11,6	11,8	11,8	11,8	11,7	24,9	0
	2	34,9	35,4	35,4	35,4	35,2	46,4	0
	3	58,2	59,0	59,0	59,0	58,7	68,0	0
	4	81,5	82,6	82,6	82,6	82,2	89,6	0
	5	104,8	106,2	106,2	106,2	105,7	111,1	0
	6	128,0	129,9	129,9	129,8	129,2	132,7	0
	7	151,3	153,5	153,5	153,4	152,7	154,2	0
	8	174,6	177,1	177,1	177,0	176,2	175,8	0
	9	197,9	200,7	200,7	200,6	199,7	197,4	0
	10	221,2	224,3	224,3	224,2	223,2	218,9	0

Ensuite voici la norme de la vitesse dans le plan médian de la conduite (Oxz) et l'angle que fait la trajectoire de la goutte par chaque classe de diamètres et dans chaque couronne.

$\ \vec{V}_{Oxz}\ $ (m.s ⁻¹)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	15,26	15,21	16,64	20,01	21,35	22,06	0
	2	15,26	15,96	18,58	21,24	22,51	20,96	0
	3	15,16	15,73	17,75	19,65	20,21	19,08	0
	4	15,04	15,54	17,06	18,41	18,45	16,29	0
	5	15,07	15,46	16,71	17,77	17,54	16,46	0
	6	15,11	15,41	16,53	17,47	17,36	15,97	0
	7	15,13	15,47	16,49	17,46	17,25	14,58	0
	8	15,22	15,57	16,55	17,45	17,27	13,48	0
	9	15,27	15,70	16,51	17,53	17,35	16,11	0
	10	15,32	15,78	16,73	17,66	17,30	13,83	0

θ (°)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	-0,35	4,64	13,21	21,73	28,99	-0,81	0
	2	0,58	3,43	10,92	20,02	27,43	1,88	0
	3	1,16	4,24	12,44	20,25	25,82	17,44	0
	4	0,43	4,82	13,54	21,13	25,89	18,03	0
	5	0,29	5,23	13,99	21,82	27,19	25,04	0
	6	0,00	5,26	14,29	22,25	27,86	26,44	0
	7	0,17	5,15	14,03	22,66	28,34	18,92	0
	8	0,07	5,46	14,31	23,11	29,06	1,85	0
	9	0,01	4,95	14,54	23,55	29,66	29,11	0
	10	0,28	5,02	14,41	23,54	29,92	14,32	0

Un exemple de schématisation de ces vecteurs et des angles associés est donné ci-dessous.



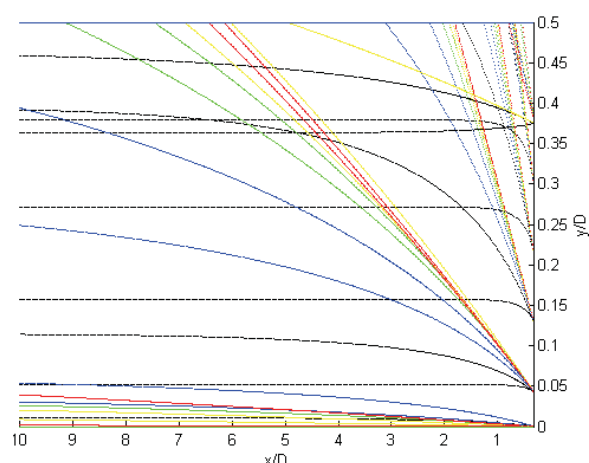
A basse vitesse, la zone de recirculation est plus accentuée.

Un calcul du nombre de Weber des différentes classes de goutte dans chacune des couronnes est présenté dans le tableau ci-dessous. Le phénomène d'atomisation n'est pas pris en compte dans ce cas.

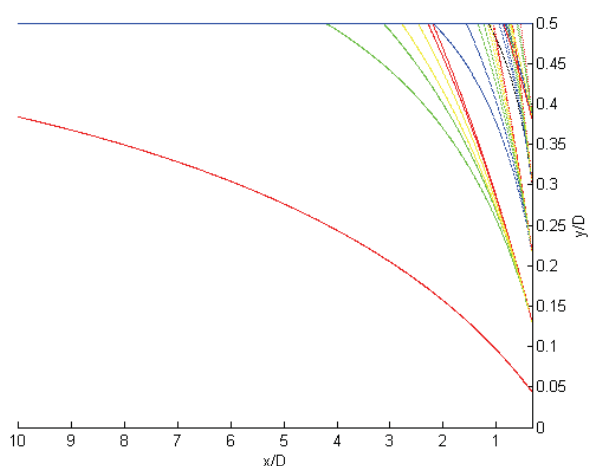
<u>We</u>		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1	0,07	0,07	0,07	0,06	0,07	0,06	0
	2	0,20	0,19	0,15	0,15	0,18	0,13	0
	3	0,34	0,33	0,29	0,28	0,32	0,32	0
	4	0,49	0,47	0,44	0,45	0,50	0,55	0
	5	0,62	0,61	0,59	0,62	0,71	0,76	0
	6	0,76	0,75	0,73	0,78	0,89	0,97	0
	7	0,89	0,89	0,87	0,93	1,07	1,10	0
	8	1,02	1,01	1,00	1,09	1,26	1,23	0
	9	1,15	1,13	1,14	1,24	1,44	1,51	0
	10	1,28	1,25	1,25	1,37	1,62	1,59	0

Ainsi, il peut être considéré que les gouttes qui ont une trajectoire qui va vers la paroi sont représentatives des gouttes qui impactent effectivement la paroi.

La sélection des gouttes qui impacte la paroi se fait à l'aide des équations paramétriques en positions et en vitesse. Les trajectoires sont tracées ci-dessous.



Puis seules les trajectoires qui rencontrent la paroi sont sélectionnées.



Enfin, les positions à l'impact sont déterminées et explicitées dans les tableaux ci-dessous.

x_{impact}/D 15 mm		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1			0				
	2			0		1,15		
	3				2,20	0,95	0,84	
	4				1,57	0,88	0,81	
	5			4	1,35	0,81	0,61	
	6			3,1	1,24	0,77	0,58	
	7			2,79	1,16	0,74	0,73	
	8			2,47	1,11	0,72	0	
	9			2,29	1,07	0,70	0,54	
	10		25	2,20	1,05	0,69	0,86	

Le résultat du même post-traitement effectué avec les données granulométriques mesurées à 30 mm est présenté sur le tableau.

x_{impact}/D 30 mm		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							0,54
	2				3,91	1,56	0,94	0,68
	3			6,07	2,33	1,34	0,91	0,67
	4			3,94	2,03	1,28	0,90	0,68
	5		17,25	3,35	1,89	1,24	0,88	0,68
	6		11,86	3,07	1,83	1,22	0,88	0,67
	7		10,30	2,90	1,77	1,19	0,87	0,67
	8		8,90	2,86	1,75	1,18	0,87	0,67
	9		8,23	2,74	1,71	1,17	0,87	0,67
	10		8,20	2,73	1,68	1,16	0,86	0,67

Les résultats obtenus à l'aide du modèle simplifié montrent que la zone des premiers impacts oscille entre 0,53 D et 0,54 D. La valeur déterminée à partir des visualisations étant de l'ordre de 0,40 D ; une bonne corrélation est obtenue.

Il est également possible de déterminer divers paramètres pour les différentes classes de goutte impactant la paroi tel que l'angle incident à l'impact et la vitesse de la classe de goutte considérée

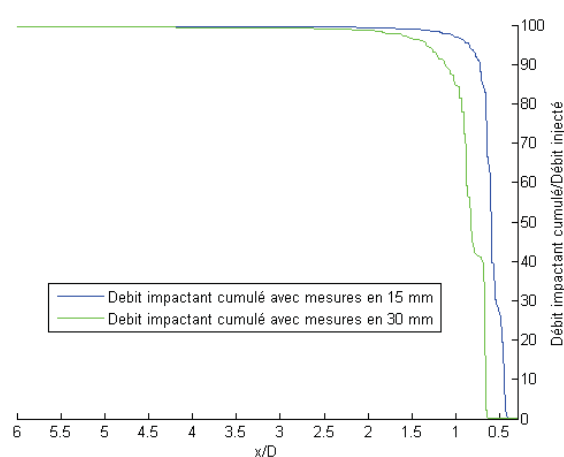
α_{imp} (°)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2					6,63		
	3				3,74	12,44	9,89	
	4				8,11	15,28	10,67	
	5			2,24	11,23	18,48	19,17	
	6			4,20	13,53	20,93	21,41	
	7			5,45	15,48	22,66	14,11	
	8			6,87	17,07	24,35		
	9			7,97	18,43	25,71	26,17	
	10		0,19	8,75	19,18	26,49	10,96	

$\overrightarrow{V_{imp}}$ (m.s ⁻¹)		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1					0,0	0,0	
	2					29,5	0,0	
	3				29,6	24,9	23,3	
	4				25,2	22,1	20,4	
	5			29,0	22,7	20,2	18,4	
	6			25,7	21,2	19,3	17,5	
	7			23,9	20,3	18,8	16,9	
	8			22,4	19,7	18,4		
	9			21,3	19,3	18,3	16,8	
	10		32,5	20,7	19,1	18,1	16,0	

Afin de déterminer le régime d'interaction goutte – paroi, chaque impact est placé sur le diagramme $\log K = f(T^*)$ défini dans l'état de l'art. $T^* = -0.667$ et les valeurs de $\log K$ sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

<i>LogK</i>		Centre	Couronne					
			1 ^{ère}	2 ^e	3 ^e	4 ^e	5 ^e	6 ^e
Classe de diamètres	1							
	2					-0,39		
	3				-0,62	0,27	0,09	
	4				0,09	0,52	0,19	
	5			-0,77	0,41	0,73	0,71	
	6			-0,22	0,62	0,90	0,85	
	7			0,02	0,78	1,03	0,55	
	8			0,24	0,91	1,15		
	9			0,39	1,02	1,25	1,19	
	10		-2,42	0,51	1,11	1,32	0,46	

D'après ces valeurs, le régime d'impact est le celui du **dépôt**. Il a été montré que la courbe optimale de débit impactant est obtenue pour 10 classes de vitesses. Ainsi seule cette courbe est présentée ci-dessous avec les mesures obtenues à 15 mm et 30 mm de la buse.



Dans ce cas également, le débit impactant atteint le débit injecté. Et cette valeur est confirmée par les données obtenues avec les mesures à 30 mm.

TABLE DES RÉFÉRENCES

- [1] Adam, O., 1997. *Étude expérimentale du comportement des gouttes en régime d'interaction*. Toulouse: École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.
- [2] Albrecht, H.-E. et al., 2003. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*, Londres: Springer.
- [3] Ariyadasa, U. & Rezkallah, K.S., 2001. In 4th International Multiphase flow conference. New Orleans, USA.
- [4] Asali, J.C. & Hanratty, T.J., 1993. Ripples generated on a liquid film at high gas velocities. *International Journal of Multiphase Flow*, 19(2), p.229-243.
- [5] Barbara, O., 1998. *Etude de l'écoulement dans un coude: influence des caractéristiques de l'écoulement amont*. Toulouse: ENSAE.
- [6] Ben Rayana, F., 2007. *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [7] Betchov, R. & Szewczyk, A., 1963. Stability of a Shear Layer between Parallel Streams. *Physics of Fluids*, 6(10), p.1391.
- [8] Bharathan & Wallis, G.B., 1983. Air-water countercurrent annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 9(4), p.349-366.
- [9] Bissière, D. et al., 1998. *Comptage gaz en présence d'une phase condensée*, Toulouse: ONERA - DMAE.
- [10] Cesco, N., 1997. *Étude et modélisation de l'écoulement diphasique à l'intérieur des propulseurs à poudre*. Toulouse: École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.
- [11] Charnock, H., 1955. Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 81(350), p.639-640.
- [12] Choi, K.J. & Lee, H.J., 1992. Experimental studies on the dynamics and evaporation of tandem liquid droplets in a hot gas flow. *International journal of heat and mass transfer*, 35(11), p.2921-2929.
- [13] Clift, R., Grace, J. & Weber, M.E., 2005. *Bubbles, Drops, And Particles*, Dover Publications Inc.
- [14] Comolet, R., 1982. *Mécanique expérimentale des fluides. Tome II, Dynamique des fluides réels, turbomachines*, 4e éd., Masson.
- [15] Comte-Bellot, G. & Bailly, C., 2003. *Turbulence*, CNRS Editions.
- [16] Consigny, A., 2011. *Modelling wall liquid films under gravity in a CFD code using shallow water equations*, ONERA-DMAE: ONERA - Cranfield University.

- [17] Cousteix, J., 1975. *Cahier de couche limite*, Paris: Eyrolles.
- [18] Deletain, R., 1999. *Caractérisation d'écoulements diphasiques pour application en débimétrie*, Toulouse: ONERA.
- [19] Dethienne, N., 1989. *Etude de comportement d'un film liquide sur une paroi inclinée dans un écoulement aérodynamique*. Louvain: Université Catholique de Louvain.
- [20] Dimotakis, P.E., 1986. Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA Journal*, 24(11), p.1791-1796.
- [21] Ellis, S.R.M. & Gay, B., 1959. The parallel of two fluid stream.
- [22] Foucart, H., 1998. *Modélisation tridimensionnelle des films liquides pariétaux dans les moteurs à combustion interne*. Rouen: Université de Rouen.
- [23] Garcia Rosa, N. et al., 2006. A new droplet – wall interaction model. In 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray ICLASS. Kyoto, Japan: Fujimoto.
- [24] Giroud-Garapon, S., 2003. *Etude du comportement d'un film liquide dans les chambres de combustion de statoréacteurs et/ou turboréacteurs*. Toulouse: ENSAE.
- [25] Hanratty, T.J., 1982. Interfacial instabilities caused by air flow over a thin liquid film layer. In Madison: Mathematic Research Center of the University of Wisconsin.
- [26] Hetsroni, G., 1982a. Flow regimes. In *Handbook of multiphase systems*. Hemisphere Pub. Corp., p. 2-28.
- [27] Hetsroni, G., 1982b. Pressure Drop. In *Handbook of multiphase systems*. Hemisphere Pub. Corp., p. 2-65 - 2-68.
- [28] Hetsroni, G., 1982c. Wave phenomena and two-phase flow instabilities, Ishii M. In *Handbook of multiphase systems*. Hemisphere Pub. Corp., p. 2-95 - 2-98.
- [29] Hetsroni, G., 1982d. Wave phenomena and two-phase flow instabilities, Ishii M. In *Handbook of multiphase systems*. Hemisphere Pub. Corp., p. 2-101 - 2-105.
- [30] Hewitt, G.F., 1978. *Measurement of two phase flow parameters*, London ; New York :: Academic Press.
- [31] Hewitt, G.F., Jayanti, S. & Hope, C.B., 1990. Structure of thin liquid films in gas--liquid horizontal flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 16(6), p.951-957.
- [32] Himmelsbach, J., Noll, B. & Wittig, S., 1994. Experimental and numerical studies of evaporating wavy fuel films in turbulent air flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(8), p.1217-1226.
- [33] Hinze, J.O., 1949. Critical speeds and sizes of liquid globules. *Applied Scientific Research*, 1(1), p.273-288.
- [34] Hong, M., 2003. *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz*. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [35] Hsiang, L. & Faeth, G., 1993. Drop properties after secondary breakup. *International Journal of*

Multiphase Flow, 19(5), p.721-735.

- [36] Ishii, M. & Grolmes, M.A., 1975. Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow. *AIChE Journal*, 21(2), p.308-318.
- [37] Kalantari, D. & Tropea, C., 2007. Spray impact onto flat and rigid walls: Empirical characterization and modelling. *International Journal of Multiphase Flow*, 33(5), p.525-544.
- [38] Kendall, G.E. & Rohsenow, W.M., 1978. *Heat transfer to impacting drops and post critical heat flux dispersed flow*, Cambridge, Mass.: Heat Transfer Laboratory, Dept. of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, [1978]. Available at: <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/61438> [Consulté décembre 16, 2011].
- [39] Kim, I., Elghobashi, S. & Sirignano, W.A., 2006. Three-dimensional flow over two spheres placed side by side. *Journal of Fluid Mechanics*, 246(-1), p.465.
- [40] Lalo, M., 2006. *Atomisation d'un film liquide mince par actions combinées des instabilités de Kelvin-Helmholtz et Faraday*. Toulouse: École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.
- [41] Lane, W.R., 1951. Shatter of Drops in Streams of Air. *Ind. Eng. Chem.*, 43(6), p.1312-1317.
- [42] Laufer, J., 1953. *The structure of turbulence in a fully developed pipe flow*, Available at: <http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/1954/naca-report-1174.pdf>.
- [43] Lavergne, G., 2010. Écoulement diphasique et combustion. Polycopié de cours enseigné à l'Institut Supérieur d'Aéronautique et de l'Espace. Basé sur les travaux de « Bissières D., Estivales J. L., Gajan P., Lavergne G., Strzelecki A., Comptage gaz en présence d'une phase condensée, Rapport Technique, R.F. 1/2773 DMAE, 1998 ».
- [44] Laws, E. & Ouazzane, A.K., 1995. Flow conditioning for orifice plate flow meters. In *Fluid flow measurements, 3rd International Symposium*. San Antonio, USA.
- [45] Lupeau, A., 2005. *Etude et modélisation du comportement d'un écoulement annulaire dispersé. Application à la mesure de débit de gaz humide à l'aide d'un débitmètre venturi*. Toulouse: ENSAE.
- [46] Marmottant, P., 2001. *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [47] Maxey, M.R. & Riley, J., 1983. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Physics of Fluids*, 26(4), p.883.
- [48] Mudawar, I. & Hout, R.A., 1993. Measurement of mass and momentum transport in wavy-laminar falling liquid films. *International journal of heat and mass transfer*, 36(17), p.4151-4162.
- [49] Nigmatulin, R.I., 1990. *Dynamics of multiphase media*, Hemisphere Pub. Corp.
- [50] Odar, F. & Hamilton, W., 1964. Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 18(02), p.302-314.
- [51] ONERA, 2007. SPARTE: Modèle physique, Guide d'utilisation de CEDRE 3.1.

- [52] Peng, F. & Aggarwal, S.K., 1996. Effects of flow non uniformity and relative acceleration on droplet dynamics, *Atomization and spray*, 6, p.51-76.
- [53] Pilch, M. & Erdman, C.A., 1987. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6), p.741-757.
- [54] Raynal, L., 1997. *Instabilité et entrainement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz*. Grenoble: Université Joseph Fournier.
- [55] Richter, B., Dullenkopf, K. & Wittig, S., 2003. Wall impact of single droplets under conditions of DISI-engines. In 9th International Congress of Liquid Atomization and Spray Systems. Sorrento, Italy: Ragucci.
- [56] Rosant, J.M., 1983. *Ecoulement diphasique liquide-gaz en conduite circulaire, étude de la configuration stratifiée au voisinage de l'horizontale*. E.N.S.M.: Nantes.
- [57] Salque, G., 2010. *Etude du comportement et modélisation d'un film liquide en présence d'un écoulement polyphasique air/eau/huile. Application à la mesure de débit de gaz humide à l'aide d'un débitmètre venturi*. Toulouse: Université de Toulouse.
- [58] Schmehl, R. et al., 1999. CFD analysis of spray propagation and evaporation including wall film formation and spray/film interactions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(5), p.520-529.
- [59] Schubring, D. & Shedd, T.A., 2009. Critical friction factor modeling of horizontal annular base film thickness. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(4), p.389-397.
- [60] Sinai, Y.L., 1983. A charnock-based estimate of interfacial resistance and roughness for internal, fully-developed, stratified, two-phase horizontal flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 9(1), p.13-19.
- [61] Varga, C.M., Lasheras, J.C. & Hopfinger, E.J., 2003. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 497, p.405-434.
- [62] Wallis, G.B., 1970. Annular Two-Phase Flow, Part 1: A Simple Theory. *Journal of Basic Engineering*, 59.
- [63] Webb, D.R. & Hewitt, G.F., 1975. Downwards co-current annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 2(1), p.35-49.
- [64] Weber, C., 1931. Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 11(2), p.136-154.
- [65] Wert, K.L., 1995. A rationally-based correlation of mean fragment size for drop secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(6), p.1063-1071.
- [66] Wittig, S., 1997. *Velocity profiles in shear-driven liquid films : LDV measurements*. Karlsruhe: Universität de Karlsruhe.

Simulations expérimentale et numérique des phénomènes de ruissellement et d'atomisation lors d'une procédure de lavage à eau

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé dans le cadre d'une convention CIFRE avec TOTAL. Celui-ci a pour objectif de valider l'ensemble des modèles physiques utilisés dans un code de simulation numérique pour simuler un écoulement de type annulaire dispersé en conduite rencontré lors d'une procédure de lavage à eau utilisé dans les raffineries. Pour ce faire une banque de données expérimentale est mise en place sur des configurations représentatives de celles utilisées en condition industrielle. La géométrie retenue comporte une zone horizontale d'injection rectiligne avec un injecteur central, suivi d'un coude à 90° situé dans un plan vertical. Différentes conditions expérimentales permettent d'étudier l'influence de la vitesse du gaz, de la condition d'injection du brouillard et de la pression sur les différents processus physiques. Ces résultats comprenant des visualisations du brouillard et du film pariétale, des mesures de taille et de distribution de gouttes, des mesures de débit et d'épaisseur de film, sont analysés pour faire ressortir les principaux mécanismes d'interaction entre le gaz et la phase dispersée, le gaz et le film liquide pariétal et la phase dispersée et le film pariétal. En parallèle, des premières simulations, avec une approche RANS, sont réalisées avec le code CEDRE de l'ONERA et les résultats sont confrontés aux mesures.

Mots clés : Écoulement annulaire dispersé, écoulement Diphasique, film liquide, phase dispersée, conduite rectiligne horizontale, coude, base de données expérimentales, interaction gouttes/paroi, gravité, dépôt, contrainte de cisaillement, pression, simulation numérique, CEDRE, solveur FILM

Experimental and numerical simulations of the atomisation and surface run-off phenomena during a water washing process

This work has been realised within a CIFRE contract with TOTAL. Its aim was to validate all the physical models used in a computation, which simulates an annular dispersed flow through a pipe used in a water washing process in refinery plants. That is why, a whole set of data has been gathered using experimental boundary conditions which are representative to those used in industrial configurations. The geometry is made of a horizontal pipe with a centred nozzle followed by a 90° elbow in the vertical plane. Several experimental boundary conditions enable one to study the influence of the gas velocity, the type of the spray injection and the pressure on the different physical phenomena. These results including spray and liquid film visualisations, droplets distribution and size measurements as well as liquid film thickness and mass flow measurements were analysed in order to extract the main interaction mechanism between the gas and the dispersed phase, the gas and the liquid film, and the dispersed phase and the annular liquid film. Meanwhile, simulations using a RANS approach were realized with the ONERA code named CEDRE and its results were compared to the gathered measurements.

Keywords: Annular dispersed flow, double phase flow, liquid film, dispersed phase, horizontal straight pipe, elbow, experimental data base, droplets/wall interaction, gravity, deposition, shear stress, pressure, numerical simulation, CEDRE, FILM solver